

**Untersuchung der Doppeltstimulierten Brillouin-Streuung (DSBS)
in einem homogenen Plasma**

DISSERTATION

zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum

von

Hans-Rüdiger Müller

aus
Dortmund

Bochum 1987

Untersuchung der Doppeltstimulierten Brillouin-Streuung (DSBS)

in einem homogenen Plasma

DISSERTATION

zur

**Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der
Fakultät für Physik
und Astronomie
an der Ruhr-Universität Bochum**

von

Hans-Rüdiger Müller

aus

Dortmund

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am:

20. Januar 1987

Tag, der mündlichen Prüfung:

29. April 1987

Referent:

Prof. Dr. B. Kronast

Korreferent:

Prof. Dr. H. Schlüter

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	1
2. Theoretischer Hintergrund der SBS	4
2.1. Parametrische Instabilitäten in Plasmen	4
2.2. Ein einfaches Modell für die SBS	6
2.3. Mathematische Formulierung	8
2.4. Verhalten der SBS über dem Schwellwert	25
2.5. Frequenzverschiebung der rückgestreuten Strahlung	26
2.6. Erweiterung auf DSBS	27
3. Experimenteller Aufbau	40
3.1. Der z-Pinch	40
3.2. Das CO ₂ -Lasersystem	46
3.3. Strahlführung und Justierung	55
3.4. Detektoren und Nachweiselektronik	62
3.4.1. Zeitauflösende Detektoren für CO ₂ -Laserstrahlung	62
3.4.2. Infrarot-Spektralanalysator (IRSA)	65
3.4.3. Oszillographen	67
3.5. Synchronisation der experimentellen Komponenten	67
4. Änderung der Plasmaparameter durch die Laserbestrahlung	70
4.1. Aufheizung des Wechselwirkungsvolumens durch einen Pumpstrahl	70
4.2. Erweiterung auf zwei Pumpstrahlen (DSBS)	78
5. Verlauf der Messungen und Ergebnisse	81
5.1. Meßverfahren	81
5.2. Messungen mit <u>einer</u> Pumpwelle	86

5.2.1.	Relative Rückstreuung P_{SBS}/P_0 als Funktion der Bestrahlungsstärke	86
5.2.2.	Spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung	91
5.3.	Messungen mit <u>zwei</u> Pumpwellen (DSBS)	94
5.3.1.	Spektrale Verteilung der gestreuten Strahlung	96
5.3.2.	Relative Streuung als Funktion der Bestrahlungsstärke (<u>zwei</u> Pumpwellen)	99
5.3.3.	Abschätzung der Anwachsrate von DSBS	105
5.3.4.	Vergleich der Streuleistungen beider Pump- strahlen	108
5.3.5.	Zusammenfassung der Meßergebnisse	110
6.	Diskussion der Meßergebnisse	111
6.1.	Rotverschiebung der Stokeswelle	111
6.2.	Schwellwert für DSBS	113
6.3.	Anwachsrate für DSBS	116
6.4.	Korrelation der Streuintensitäten beider Pumpstrahlen	116
6.5.	Schlußfolgerungen	117
7.	Zusammenfassung	119
	Literaturverzeichnis	121
	Verzeichnis der Abbildungen	127
	Verzeichnis der Symbole	129
	Anhang	

1. Einleitung

Dem Ziel, mit Hilfe von Plasmen eine sich selbst erhaltende, kontrollierte Kernfusionsreaktion zu zünden, hofft man im wesentlichen mit zwei unterschiedlichen Verfahren näherzukommen.

Bei der ersten Methode werden Fusionsplasmen in toroidalen Anordnungen (Tokamaks) erzeugt. Dabei wird die Temperatur des Plasmas zunächst durch ohmsche Heizung, dann mit Zusatzheizungen wie Neutralteilcheneinschuß und Hochfrequenzeinstrahlung erhöht. Durch externe Magnetfelder muß dafür gesorgt werden, daß das Plasma nicht mit materiellen Wänden in Berührung kommt und abkühlt (magnetischer Einschuß).

Bei der zweiten Methode wird das Fusionspellet, ein Kügelchen aus gefrorenem Deuterium und Tritium mit einem Radius von etwa 200 μm , so homogen wie möglich aus allen Richtungen mit Lasern bestrahlt. Dadurch wird seine Oberfläche derart erhitzt, daß sich eine Plasmakorona bildet, die radial nach außen strömt. Wegen der Impulserhaltung wird auf das verbleibende Pellet in Richtung des Zentrums ein Druck ausgeübt (Größenordnung: 0.1 bis 1 Gbar) und die Dichte sprunghaft erhöht. Mit mehreren sehr kurzen Laserpulsen wird eine Folge von Stoßwellen erzeugt, die im Zentrum des Pellets zusammenlaufen und dort die Dichte auf mehr als die tausendfache Festkörperdichte erhöhen. Die Kompression muß isentrop ablaufen, damit die zugeführte Energie zunächst möglichst effizient zur Kompression ausgenutzt, aber noch nicht in Wärme umgesetzt wird. Erst wenn alle Stoßwellen im Pelletzentrum zusammenlaufen, entsteht dort ein "starker Stoß", durch den die Ionentemperatur auf bis zu 10 keV erhöht wird. Dadurch können so viele DT-Reaktionen ablaufen, daß eine Brennfront entsteht, die das Pellet radial nach außen durchläuft. Es werden hierbei keine externe Magnetfelder zum Einschuß des Plasmas benötigt, denn durch ihre Trägheit bleiben die Ionen

so lange nahe genug benachbart, daß sie miteinander reagieren können, bevor das Pellet durch seinen thermodynamischen Druck zerplatzt. Das Verfahren wird daher als Trägheitseinschluß bezeichnet (siehe RaeB 81).

Mitentscheidend für den Erfolg dieses Konzepts ist eine möglichst gute Einkopplung der Laserstrahlung in das Pellet. In der unterkritisch dichten Korona können jedoch parametrische Instabilitäten auftreten, die die Laserstrahlung aus dem Plasma zurückstreuen und eine isentrope Kompression des Pellets verhindern.

Die für die Trägheitsfusion gefährlichste dieser Instabilitäten ist die Stimulierte Brillouin-Streuung (SBS). In früheren Arbeiten wurde von Handke und Gellert (Han 82, Gel 82) experimentell nachgewiesen, daß die aus dem Plasma rückgestreute Leistung nahezu 100 % der einfallenden erreichen kann und die SBS zumindest in ihrer Endphase eine absolute Instabilität ist. Außerdem wurde von ihnen das Verhalten der SBS am Schwellwert sowie die räumliche und zeitliche Entwicklung der Instabilität und die spektrale Zusammensetzung der rückgestreuten Strahlung untersucht.

Bei den genannten Experimenten blieb allerdings unberücksichtigt, daß in einem Plasma, das eine kritische Schicht besitzt und mit einem Laserstrahl endlicher Breite bestrahlt wird, tatsächlich zwei Laserstrahlen existieren, die sich in einem gewissen Bereich überschneiden. Dies sind einfallender und an der kritischen Schicht reflektierter Strahl. Einer neueren theoretischen Arbeit von Silin und Mitarbeitern zufolge (SilT 86, SilT 85, ZozS 83a, ZozS 83b) kann es dabei zur Kopplung der fünf beteiligten Wellen kommen, die zu einer bisher unbekannten Art von SBS, der Doppeltstimulierten Brillouin-Streuung (DSBS) führt. Nach den Voraussagen der Theorie ist bei der DSBS ein gegenüber der SBS deutlich niedrigerer Schwellwert zu erwarten. Außerdem sollte die Instabilität dann von Anfang an absoluter Natur sein. Das

Spektrum der aus dem Plasma rückgestreuten Strahlung sollte sich in charakteristischer Weise von dem Spektrum herkömmlicher SBS unterscheiden.

Ziel dieser Arbeit ist es, anhand eines Modellexperiments folgende Fragen zu klären:

- Sinkt der Schwellwert für SBS tatsächlich, wenn nicht nur ein, sondern nunmehr zwei sich kreuzende Laserstrahlen mit einem unterkritisch dichten Plasma wechselwirken ?
- Ändert sich in diesem Fall die spektrale Zusammensetzung der rückgestreuten Strahlung ? Falls ja, wie ist die Änderung quantitativ ?
- Sind Änderungen in den typischen Parametern der rückgestreuten Pulse zu beobachten (Pulsform, Anstiegszeiten) ?
- Läßt sich mit den Ergebnissen dieses Experiments das Modell für die DSBS, das Silin und Mitarbeiter in ihrer Theorie entwickelt haben, untermauern ?

2. Theoretischer Hintergrund der SBS

2.1. Parametrische Instabilitäten in Plasmen

Bei der Wechselwirkung von Laserstrahlen mit Plasmen können in den verschiedenen Dichtebereichen parametrische Instabilitäten, teilweise als konkurrierende Prozesse, auftreten. Neben den Zerfalls- und Modulationsinstabilitäten sowie der Filamentation sind hier vor allem die Streuinstabilitäten wichtig, bei denen die einfallende elektromagnetische Welle an Plasmawellen gestreut wird und dabei Energie verliert ("inelastische" Streuung). Die gestreute Welle hat also eine größere Wellenlänge als die einfallende. Die Energiedifferenz geht auf die Plasmamode über. Die folgende Abbildung zeigt eine Übersicht über die in verschiedenen Dichtebereichen auftretenden parametrischen Instabilitäten.

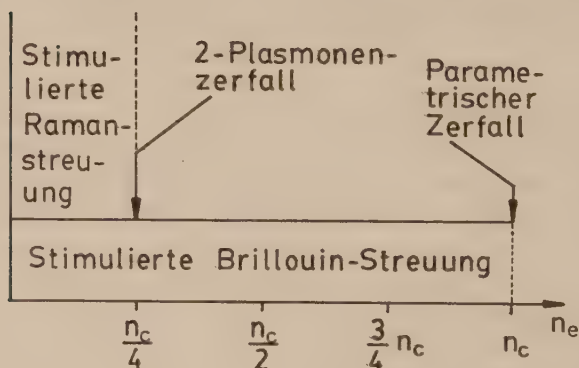


Abb. 2.1: Parametrische Instabilitäten in den verschiedenen Dichtebereichen eines Plasmas

Im folgenden wird nur auf die Streuinstabilitäten eingegangen; eine detaillierte Betrachtung der übrigen Instabilitäten findet sich bei Cap 78.

Da bei den beschriebenen Streuprozessen Energie von der elektromagnetischen Welle auf eine Plasmamode übertragen wird, kann ein Laserstrahl die Wellen, an denen er gestreut wird, selbst verstärken. Dies ist **stimulierte Streuung**. In einer Art Rückkopplung regt die Laserwelle die Plasmamode an; dies führt zu verstärkter Rückstreuung und facht die Plasmamode weiter an. Die elektromagnetische Welle heißt deshalb auch **Pumpwelle**.

Wird die elektromagnetische Welle an einer Elektronen-Plasmawelle gestreut, so spricht man von **stimulierter Raman-Streuung (SRS)**. Hierbei wird ein Photon in ein Photon kleinerer Energie und in ein Plasmon umgewandelt:

$$\text{Photon} \rightarrow \text{Photon}' + \text{Plasmon}$$

Die Streuung an einer ionenakustischen Welle hingegen heißt **stimulierte Brillouin-Streuung (SBS)**. Es entsteht ein Phonon:

$$\text{Photon} \rightarrow \text{Photon}' + \text{Phonon}$$

Analogien für diese parametrischen Prozesse gibt es auch in der Mechanik (Spa 76). Wird etwa bei einem schwingenden Pendel der frequenzbestimmende Parameter (daher die Bezeichnung "parametrisch"), die Pendellänge, periodisch geändert, so kann sich die Amplitude der ursprünglichen Pendelschwingung vergrößern. Die dafür erforderliche Energie wird der anregenden Schwingung ("Pumpschwingung") entnommen. Ist die Pumpfrequenz annähernd gleich der doppelten Eigenfrequenz des Pendels und sind die Phasen entsprechend angepaßt, so tritt Resonanz ein.

Wie bei einem mechanischen Pendel muß auch in einem Plasma

die Schwingung, die durch die Pumpwelle verstärkt wird, bereits ausgebildet sein, wenn auch nur mit kleiner Amplitude. Außerdem muß die Pumpwelle eine Mindestbestrahlungsstärke erzeugen, damit die Plasmamode trotz Dämpfung verstärkt wird. Dies ist die Schwellwertbestrahlungsstärke. Die Existenz eines Schwellwertes ist typisch für Vorgänge mit Verlustmechanismen. Bei der SBS setzt die Rückstreuung erst bei einer Bestrahlungsstärke oberhalb des Schwellwertes ein und wächst dann nichtlinear an. Nur für den idealisierten Fall fehlender Dämpfung ergibt sich eine schwellenlose Instabilität.

Im folgenden wird zunächst ein einfaches Modell vorgestellt, das die Vorgänge bei der Brillouin-Rückstreuung qualitativ beschreibt. Danach wird auf die mathematische Behandlung nach Forslund, Kindel und Lindman eingegangen, soweit sie für die hier interessierenden Effekte von Bedeutung ist. Dieser Behandlung wird schließlich eine Erweiterung von Silin, Tikhonchuk und Zozulya gegenübergestellt, die die Wechselwirkung zweier sich kreuzender Pumpwellen mit einem Plasma beschreibt.

2.2. Ein einfaches Modell für die SBS

Qualitativ kann der Mechanismus der Stimulierten Brillouin-Streuung anhand der folgenden Überlegungen verstanden werden: Der Pumplaserstrahl tritt in das Plasma ein und wird an thermischen Dichtefluktuationen gestreut. Diese Fluktuationen sind das Analogon zur Anfangsschwingung des mechanischen Pendels und somit eine Voraussetzung für die Entwicklung von SBS. Ein Teil der Pumpwelle (ω_0, k_0) wird so gestreut, daß einfallende und gestreute (ω_s, k_s) Welle antiparallel zueinander verlaufen. Wegen der Energieübertragung an die Ionenschallwelle (ω_s, k_s) ist die rückgestreute Strahlung gegen die

einfallende rotverschoben. Die Energie- und Impulsverhältnisse der einzelnen Wellen werden durch die entsprechenden Erhaltungssätze bestimmt:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_- \quad (\text{Energieerhaltung}) \quad (2.1)$$

$$\underline{k}_0 = \underline{k}_s + \underline{k}_- \quad (\text{Impulserhaltung}) \quad (2.2)$$

Durch die Überlagerung von Pumpwelle und rückgestreuter Welle bildet sich eine Schwebung mit der Schwebungsfrequenz $\omega_0 - \omega_-$ (Stokeskomponente). Die Antistokeskomponente $\omega_0 + \omega_-$ kann wegen der Bedingung 2.1 nicht auftreten. Es bildet sich wegen der Frequenzdifferenz $\omega_0 - \omega_-$ keine stehende Welle aus, sondern die Schwebung schreitet mit der Geschwindigkeit

$$c_s = \omega_s / k_s \quad (2.3)$$

in Richtung der Pumpwelle voran. Wegen der hohen Feldstärken, die mit Lasern zu erreichen sind, muß die nichtlineare **Ponderomotorische Kraft** $\underline{F}_p$ berücksichtigt werden. Sie entsteht dadurch, daß auf Elektronen, die im elektromagnetischen Feld der Pumpwelle oszillieren, die Lorentzkraft $-\underline{e}\underline{v} \times \underline{B}$ wirkt. Die Elektronen werden parallel zum $\underline{k}$ -Vektor der Pumpwelle verschoben. Die Phasen von $\underline{v}$ und $\underline{B}$ liegen dabei so, daß der mittlere Effekt über eine Schwingungsperiode nicht verschwindet. Wenn sich die Amplitude der Pumpwelle ändert, sammeln sich die Elektronen in Gebieten mit kleiner Amplitude an und es entsteht eine zusätzliche Dichteänderung. Von allen thermischen Dichtefluktuationen, die vor der Einstrahlung der Pumpwelle im Plasma vorhanden sind, werden nur diejenigen verstärkt, die zusammen mit den beiden elektromagnetischen Wellen die Bedingungen 2.1 und 2.2 erfüllen.

Wegen der großen Masse der Ionen werden vor allem die Elektronen von der Ponderomotorischen Kraft beeinflusst. Auf

ein Elektron (Masse m und Ladung e) wirkt die Kraft (Che 84)

$$\underline{F}_p = -(e^2/4m\omega^2) \nabla E^2 \quad (2.4)$$

Die Ponderomotorische Kraft bewirkt in diesem Fall eine niederfrequente Dichtemodulation δn_e , deren k -Vektor und Phase mit großer Wahrscheinlichkeit mit den entsprechenden Größen irgendeiner Ionenschallwelle übereinstimmen. Als Folge wird diese Ionenschallwelle weiter verstärkt, was wiederum zu erhöhter Streuung führt. Dies ist der erwähnte Rückkopplungsmechanismus. Anschaulich betrachtet erzeugen sich Pumpwelle und rückgestreute Welle im Plasma ein Beugungsgitter, das sich in Richtung der Pumpwelle bewegt (siehe dazu auch Sig 77).

Die Ponderomotorische Kraft kann auch eine Selbstfokussierung des Pumplaserstrahls bewirken. Dabei bewirkt $\underline{F}_p$ eine Absenkung der Plasmadichte längs des Laserstrahls. Bei einem gaußförmigen Intensitätsprofil steigt die Dichte dann von der Strahlachse radial nach außen an. Da der Brechungsindex des Plasmas kleiner als 1 ist, wird der Laserstrahl wie von einer "Plasmalinse" fokussiert. Als Folge der Selbstfokussierung können sich die Bestrahlungsstärken im Plasma lokal unkontrollierbar erhöhen und so zu Fehlinterpretationen von Rückstreuemessungen führen.

2.3. Mathematische Formulierung

Mathematische Behandlungen parametrischer Wechselwirkungen sind bereits von mehreren Autoren vorgelegt worden (KawK 76, DraK 74, Spa 76). Speziell zur Beschreibung der Stimulierten Brillouin-Streuung eignet sich die Theorie von Forslund, Kindel und Lindman (ForK 75a,b). Im folgenden werden die wichtigsten Aspekte dieser Theorie vorgestellt.

Pumpwelle (ω_0, k_0) und rückgestreute Welle (ω_-, k_-) sind elektromagnetische Wellen. In einem Plasma lautet die Dispersionsbeziehung für elektromagnetische Wellen mit der Kreisfrequenz ω_{em} und dem Wellenvektor k_{em} :

$$\omega_{em}^2 = \omega_{pe}^2 + k_{em}^2 c^2 \quad (2.5)$$

ω_{pe} : Elektronenplasmafrequenz.

Demgegenüber gilt für die ionenakustische Welle (ω_s, k_s) die Beziehung

$$\omega_s = k_s c_s \quad (2.6)$$

c_s ist die Ionenschallgeschwindigkeit:

$$c_s^2 = \frac{Z \gamma_e k_B T_e}{m_i} \frac{1}{1 + k_s^2 \lambda_D^2} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i} \quad (2.7)$$

mit Z : Ladungszahl der Ionen

m_i : Ionenmasse

$T_{e,i}$: Elektronen- und Ionentemperatur

k_B : Boltzmannkonstante

λ_D : Debyelänge.

Die Verhältnisse der spezifischen Wärmekapazitäten für Elektronen und Ionen sind mit $\gamma_{e,i}$ bezeichnet:

$$\gamma_{e,i} = (c_p / c_v)_{e,i} \quad (2.8)$$

Theoretische Überlegungen zeigen, daß bei der SBS die Streuung in Rückwärtsrichtung bei weitem dominant gegenüber Seitwärts- und Vorwärtsstreuung ist. Experimentell ist jedoch auch schon Seitwärtsstreuung beobachtet worden (Phil 77, siehe auch Spe 84). Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf SBS-Rückstreuung. In diesem Fall sind die

k-Vektoren von Pumpwelle und ionenakustischer Welle zueinander parallel und gleichzeitig antiparallel zur rückgestreuten Welle. Anhand einer Parallelogrammkonstruktion (Abb. 2.2) kann dann die Kopplungsmöglichkeit dargestellt werden, die die drei Wellen haben, wenn die Gleichungen 2.1 und 2.2 erfüllt sind:

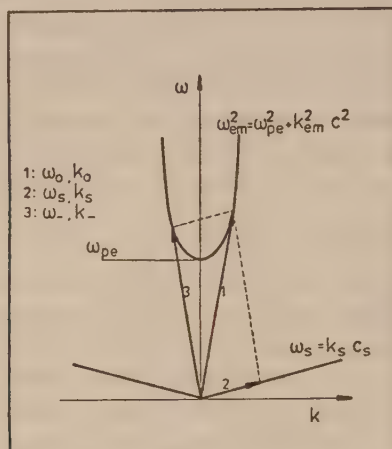


Abb. 2.2: ω - k -Diagramm für SBS (Rückstreuung)

Um die Kopplung mathematisch zu beschreiben, geht man von den Gleichungen der Zweiflüssigkeitstheorie aus. Dabei werden zwei Voraussetzungen gemacht:

- die Pumpwelle ist eine ebene Welle
- die Bestrahlungsstärken sind so niedrig, daß eine nicht-relativistische Beschreibung ausreicht (Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen im Feld der Pumpwelle klein gegen c).

Beide Voraussetzungen sind bei diesem Experiment erfüllt. In den Gleichungen werden folgende Symbole verwendet:

$\underline{u}_j$: Flüssigkeitgeschwindigkeit der Teilchenart j
 (j=e für Elektronen, j=i für Ionen)
 n_j : Dichte der Teilchen j
 Φ : Elektrisches Potential
 $\underline{A}$: Vektorpotential zu $\underline{E}$
 $\underline{j}$: Elektrische Stromdichte
 ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante

Damit lauten die Gleichungen (ForK 75a, Gl. 1 - 4):

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \underline{u}_j}{\partial t} + (\underline{u}_j \cdot \nabla) \underline{u}_j = & \frac{q_j}{m_j} \left[-\nabla \Phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} \right] + \frac{q_j}{m_j} \underline{u}_j \times (\nabla \times \underline{A}) \\
 & - \frac{\gamma_j k_B T_j}{m_j n_j} \nabla n_j
 \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla \cdot (n_j \underline{u}_j) = 0 \quad (2.10)$$

$$c^2 \nabla^2 \underline{A} - \frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} = - \frac{1}{\epsilon_0} \underline{j} + \frac{\partial}{\partial t} \nabla \Phi \quad (2.11)$$

$$\nabla^2 \Phi = - \frac{1}{\epsilon_0} \sum_j q_j n_j \quad (2.12)$$

$$\underline{E} = - \nabla \Phi - \frac{\partial \underline{A}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\nabla \cdot \underline{A} = 0 \quad (2.14)$$

Zur Vereinfachung wird das Koordinatensystem so gelegt, daß sich Pumpwelle und Ionenschallwelle parallel zur x-Achse ausbreiten. Wird die Elektronendichte n_e aufgespalten in einen ortsunabhängigen und einen ortsabhängigen Anteil

$$n_e = n_0 + \delta n_e(x) \quad (2.15)$$

und gleichzeitig eine Dämpfungsrate Γ eingeführt, so erhält man für das Vektorpotential $\underline{A}$ (ForK 75a, Gl. 7):

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma \frac{\partial}{\partial t} + \omega_{pe}^2 - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \underline{A} = -\omega_{pe}^2 \frac{\delta n_e}{n_e} \underline{A} \quad (2.16)$$

Die rechte Seite dieser Gleichung beschreibt die Kopplung des Pumpwellenfeldes an die niederfrequente Ionenschallwelle. Die Größe $\delta n_e / n_e$ wird als **normierte ionenakustische Wellenamplitude** bezeichnet. Gedämpft wird die Pumpwelle durch inverse Bremsstrahlung. Aus den Gleichungen 2.9 und 2.10 folgt für δn_e und δn_i (ForK 75a, Gl. 10,11):

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_p \frac{\partial}{\partial t} - \gamma_e v_e^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \delta n_e + \omega_{pe}^2 (\delta n_e - \delta n_i) = \frac{e^2 n_e}{2m^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\underline{A} \cdot \underline{A}) \quad (2.17)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_p \frac{\partial}{\partial t} - \gamma_i v_i^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \delta n_i + \omega_{pi}^2 (\delta n_i - \delta n_e) = 0 \quad (2.18)$$

$v_{e,i}$ sind die thermischen Geschwindigkeiten der Elektronen und Ionen

$$v_j = \frac{k_B T_j}{m_j} \quad j = e, i \quad (2.19)$$

Die rechte Seite der Gleichung 2.17 beschreibt die Ponderomotorische Kraft der Pumpwelle auf die Elektronen. In Gleichung 2.18 darf die rechte Seite gleich Null gesetzt werden, weil wegen des großen Massenverhältnisses ($m_i/m_e = 1836$ für ein Wasserstoffplasma) die Oszillation der Ionen im Pumpwellenfeld vernachlässigt werden kann. Gleichzeitig wird eine Dämpfungsrate Γ auf die ionenakustische Welle eingeführt. Man erhält somit ^p zwei gekoppelte Gleichungen für die Änderungen der Elektronen- und Ionendichte. Nimmt man weiter an, daß die Pumpwelle $\underline{A}_0$ zirkularpolarisiert ist und die Bedingungen für schwache Kopplung (s.u.) erfüllt sind, so kann man nach Einführung der komplexkonjugierten Größe $\underline{A}_0^*$ sowie der ersten Seitenbänder $\underline{A}_+$ und $\underline{A}_-$ schreiben (ForK 75a, Gl. 15 - 18):

$$\begin{aligned} & \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_0 \frac{\partial}{\partial t} + \omega_{pe}^2 - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \underline{A}_0 \\ &= - \frac{\omega_{pe}^2}{2n_e} (\delta n_{e-} \underline{A}_-^* + \delta n_{e+} \underline{A}_+^*) \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma_{\pm} \frac{\partial}{\partial t} + \omega_{pe}^2 - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \underline{A}_{\pm} = - \frac{\omega_{pe}^2}{2} \frac{\delta n_e}{n_e} \underline{A}_0^* \quad (2.21)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma \frac{\partial}{\partial t} - \gamma_e v_e^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \delta n_e + \omega_{pe}^2 (\delta n_e - \delta n_i) = \frac{e^2 n_e}{2m^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{A_0}{-} + \frac{A_0}{+} \right) \quad (2.22)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\Gamma \frac{\partial}{\partial t} - \gamma_i v_i^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \delta n_i + \omega_{pi}^2 (\delta n_i - \delta n_e) = 0 \quad (2.23)$$

Ferner wird die Suszeptibilität der Elektronen und der Ionen definiert:

$$\chi_e(\omega) = \frac{-\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \gamma_e v_e^2 k^2} \quad (2.24)$$

$$\chi_i(\omega) = \frac{-\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \gamma_i v_i^2 k^2} \quad (2.25)$$

v_q ist die Geschwindigkeit, mit der die Elektronen im Feld der Pumpwelle schwingen (die "Quivergeschwindigkeit")

$$\frac{v_q}{v_e} = \frac{E_0}{m_e \omega} \quad (2.26)$$

Damit erhält man die Dispersionsrelation (ForK 75a, Gl. 19):

$$\begin{aligned}
& 1 + \chi_e(\omega) + \chi_i(\omega) \\
& = \chi_e(\omega) \{1 + \chi_i(\omega)\} \frac{k^2 v^2}{2} \{(\Omega_{pe}^2 - \omega^2 - c^2 k^2)^{-1} \\
& \quad + (\Omega_{pe}^2 - \omega^2 - c^2 k^2)^{-1}\}
\end{aligned} \tag{2.27}$$

mit den Abkürzungen

$$K_{\pm} = k \pm k_0 \tag{2.28}$$

$$\Omega_{\pm} = \omega \pm \omega_0 + i\gamma_{\pm} \tag{2.29}$$

Einen Ansatz für die Lösung des gekoppelten Differentialgleichungssystems 2.20 - 2.23 hat Gellert (Gel 82) angegeben. Dabei werden die komplexen Amplituden durch einen schnell und einen langsam veränderlichen Anteil dargestellt:

$$\underline{A}_0 = a_0(x, t) \underline{e}_0 \exp \{i(k_0 x - \omega_0 t)\} + c.c. \tag{2.30}$$

$$\underline{A}_- = a_-(x, t) \underline{e}_- \exp \{i(k_- x - \omega_- t)\} + c.c. \tag{2.31}$$

$$\delta \underline{n}_e = i \delta n_e(x, t) \exp \{i(k x - \omega t)\} + c.c. \tag{2.32}$$

Die Vektoren $\underline{e}_0$ und $\underline{e}_-$ sind die Einheitsvektoren in Richtung von $\underline{A}_0$ und $\underline{A}_-$. In den Gleichungen 2.20 bis 2.23 werden die Differentiationsanweisungen ersetzt:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow (-\omega_j^2 - 2i\omega_j \frac{\partial}{\partial t}) \tag{2.33}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \rightarrow (-k_j^2 + 2ik_j \frac{\partial}{\partial x}) \tag{2.34}$$

Auf diese Weise erhält man für die langsam veränderlichen

Amplituden ein System von drei Differentialgleichungen erster Ordnung. Unter der Voraussetzung, daß Größen mit Faktoren $m/m_i (=1/1836)$ vernachlässigt werden, folgen daraus die Gleichungen (siehe ForK 75a, Gl. 51 und Gl 82):

$$\left\{ \frac{\omega_0}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} - (- + \Gamma_0) + k_0 \frac{\partial}{\partial x} \right\} A_0 = - \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \frac{\delta n_e}{n_e} A_0 \quad (2.35)$$

$$\left\{ \frac{\omega_-}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} - (- + \Gamma_-) + k_- \frac{\partial}{\partial x} \right\} A_- = - \frac{1}{4} \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \left[\frac{\delta n_e}{n_e} \right]^* A_0 \quad (2.36)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \frac{\omega_s}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} - (- + \Gamma_p) + k_s \frac{\partial}{\partial x} + i(k_s^2 - \frac{\omega_s^2}{c^2}) \right\} \frac{\delta n_e}{n_e} \\ &= \frac{-e^2 k_s^2}{2m_e m_i c^2} A_0 A_-^* \end{aligned} \quad (2.37)$$

Um alle drei beteiligten Wellen einheitlich zu beschreiben, führt man auch für die ionenakustische Welle ein Potential $\frac{A}{p}$ ein, das definiert ist durch

$$\frac{\delta n_e}{n_e} := \frac{eA}{m_i c^2 p} \quad (2.38)$$

Damit erhält man die folgenden Gleichungen (Gl 82):

$$\frac{\partial A_0}{\partial t} + c_0 \frac{\partial A_0}{\partial x} + \Gamma_0 A_0 = K_0 A_0 A_p \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial A_-}{\partial t} + |c_-| \frac{\partial A_-}{\partial x} + \Gamma_- A_- = K_- A_0 A_p^* \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial t} + c_s \frac{\partial A_p}{\partial x} + \Gamma_p A_p = K_p A_0 A_-^* \quad (2.41)$$

mit den Kopplungskonstanten K

$$K_0 = K_- = \frac{e \omega_p^2}{4 m_i c_s \omega_0} \quad (2.42)$$

für die beiden elektromagnetischen Wellen und

$$K_p = \frac{-k_s e}{2 m_e} \quad (2.43)$$

für die ionenakustische Welle. Die Geschwindigkeiten c_0 und c_- sind die Gruppengeschwindigkeiten der elektromagnetischen Wellen. Forslund und Mitarbeiter haben die folgende Normierung eingeführt:

$$\xi = \frac{x}{L_1} \quad (2.44)$$

$$L_1 = \frac{1}{\underline{A}(0,0)} \sqrt{|c_s c_p / K_-|} = \sqrt{|c_s c|} / \gamma_0$$

$$\text{mit } \gamma_0 = 0.5 \frac{k v \omega}{s_0 \pi} \sqrt{\frac{2 \omega \omega}{s_0 s}}$$

$$\tau = \frac{t}{T_1} \quad (2.45)$$

$$\text{mit } T_1 = \frac{L_1}{c_s}$$

Die Größe L_1 wird als **Normierungslänge** oder nichtlineare Eindringtiefe bezeichnet. Die Dämpfungen sind dann definiert durch

$$\beta_{0,-} = \frac{L_1 \Gamma_{10,-}}{c_{0,-}} \quad (2.46)$$

für die beiden elektromagnetischen Wellen und durch

$$\beta = \frac{L_1 \Gamma_1}{c_s} \quad (2.47)$$

für die ionenakustische Welle. Die Amplituden y werden durch die entsprechenden Potentiale dargestellt:

$$y_{0,-} = \frac{\underline{A}_{0,-}(x,t)}{\underline{A}_0(0,0)} \quad (2.48)$$

$$y_s = y = \frac{\underline{A}_p(x,t)}{\underline{A}_0(0,0)} \sqrt{\left| \frac{K_{0s} c}{K_{p0} c} \right|} \quad (2.49)$$

Damit läßt sich das Gleichungssystem 2.39 bis 2.41 als Gleichungssystem für die Amplituden y , y_0 und y_- schreiben:

$$\frac{|c_s|}{|c_0|} \left(\frac{\partial y_0}{\partial \tau} + \beta_0 y_0 \right) + \frac{\partial y_0}{\partial \xi} = y y_- \quad (2.50)$$

$$\frac{|c_s|}{|c_-|} \left(\frac{\partial y_-}{\partial \tau} + \beta_- y_- \right) + \frac{\partial y_-}{\partial \xi} = y_0 y^* \quad (2.51)$$

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} + \beta y - \frac{\partial y}{\partial \xi} = y_0 y_-^* \quad (2.52)$$

Dieses Gleichungssystem ist von Forslund und Mitarbeitern (ForK 75a) numerisch gelöst worden. Dabei wurden allerdings die Dämpfungen der beiden elektromagnetischen Wellen vernachlässigt. Die folgende Abbildung (2.3) zeigt den Verlauf der stationären Lösungen für verschiedene Dämpfungen β der ionenakustischen Welle. Auf den Ordinaten sind jeweils die normierten Wellenamplituden aufgetragen und auf den Abszissen die Länge der Plasmaschicht als Vielfaches der Normierungslänge L_1 . Aus Abb. 2.3a ist zu entnehmen, wie sich die Ionenschallamplitude längs der bestrahlten Plasmaschicht ändert. Außer bei fehlender Dämpfung hat die Ionenschallamplitude jeweils ein Maximum, dessen Lage sich mit steigender Dämpfung β immer weiter entgegen der Pumpwellenrichtung zur Randschicht des Plasmas verschiebt. Je weniger die Ionenschallwelle gedämpft wird, desto kleiner ist die Pumpwellenleistung, die die gesamte Plasmaschicht durchdringen kann, denn desto mehr wird an der Ionenschallwelle gestreut (Abb. 2.3b). Die größte Leistung wird aus dem Bereich des Plasmas gestreut, in dem die Ionenschallwelle ihre höchsten Amplituden hat (Abb. 2.3c). Je kleiner die Dämpfung der Ionenschallwelle, desto höher ist die Amplitude der gestreuten Welle.

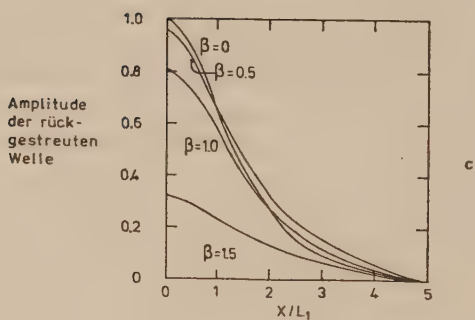
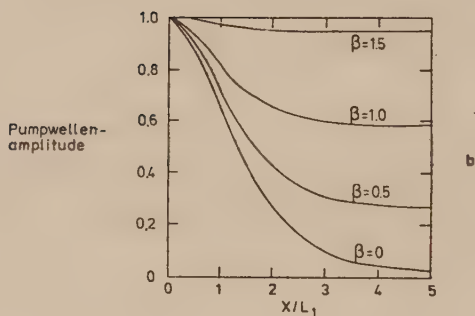
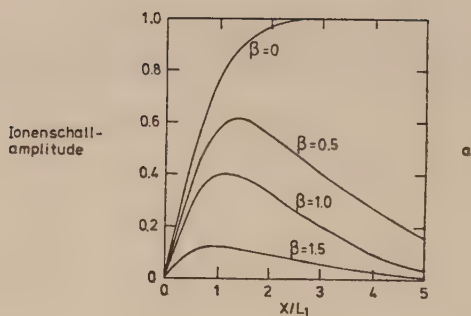


Abb. 2.3: Von Forslund und Mitarbeitern (ForK 75a, S. 1013) numerisch gewonnene stationäre Lösungen des Gleichungssystems 2.50 bis 2.52 (Erläuterungen im Text)

Für dieses Experiment von Interesse sind vor allem das Verhalten der SBS in der Nähe des Schwellwerts sowie die Anwachsraten. In einer Abschätzung hat Handke (Han 82) gezeigt, daß die Komponente $\underline{A}$ nicht auftreten kann, sofern nicht entweder $|\underline{k}| \ll |\underline{k}_0|$ oder $^+\underline{k}$ senkrecht zu $\underline{k}_0$ ist. Diese Bedingungen sind in diesem Experiment erfüllt. Unter der Voraussetzung, daß Terme wie ω_0^2 gegen ω_{pi}^2 vernachlässigt werden können und daß ferner gilt

$$\Gamma_0 \approx \Gamma_-$$

haben Forslund und Mitarbeiter die folgende Dispersionsrelation angegeben (ForK 75a, Gl. 22):

$$(\omega^2 - 2i\Gamma_p \omega - \omega_s^2) \left[\omega - i\Gamma_- + \frac{k^2 c^2 - 2c^2 k k_0}{2\omega_0} \right] = - \frac{k^2 v_q^2 \omega_{pi}^2}{4\omega_0} \quad (2.53)$$

Es muß unterschieden werden zwischen den Bereichen starker und schwacher Kopplung. Schwach ist die Kopplung dann, wenn die Pumpwelle die Dispersion der ionenakustischen Welle wenig oder überhaupt nicht ändert. Bei starker Kopplung hingegen wird die Dispersion der ionenakustischen Welle von der Pumpwelle bestimmt. Bei den Pumplaserleistungen, die in diesem Experiment auftreten, ist die Kopplung durchweg schwach.

Es ist für die weitere Betrachtung nützlich, einen Feldstärkeparameter η einzuführen, der das Verhältnis der Quivergeschwindigkeit der Elektronen zu ihrer thermischen Geschwindigkeit angibt:

$$\eta := v / v_e \quad (2.54)$$

Für schwache Kopplung kann der Ansatz gemacht werden (Han 82):

$$\omega = \text{Re}(\omega) + i \text{Im}(\omega) = \omega_s + i\gamma \quad (2.55)$$

Einsetzen in Gleichung 2.53 führt zu einer quadratischen Gleichung für γ mit der Lösung

$$\gamma = -\frac{1}{2} \left[\Gamma_{-} + \Gamma_{\text{p}} - \sqrt{(\Gamma_{-} - \Gamma_{\text{p}})^2 + \frac{k^2 v_{\text{e}}^2 \omega_{\text{p}}^2}{q \pi i}} \right] \quad (2.56)$$

Ist γ positiv, so wird die Welle gedämpft. Beim Anwachsen der Welle muß γ also negativ sein. Daher steht bei der Lösung 2.56 nur das Minuszeichen vor der Wurzel, denn Γ_{-} und Γ_{p} sind laut Definition stets positiv. Daraus ergibt sich, daß für $\gamma = 0$ gerade der Schwellwert erreicht wird. Für den Feldstärkeparameter am Schwellwert gilt dann

$$\eta_{\text{THR}}^2 = \frac{8c^2 \Gamma_{-} \Gamma_{\text{p}}}{v_{\text{e}}^2 \omega_{\text{p}}^2} (c_s/c)^2 (\omega_0/\omega_{\text{p}})^2 \quad (2.57)$$

Für elektromagnetische Wellen im Plasma läßt sich die Dämpfungsrate Γ durch inverse Bremsstrahlung ausdrücken durch

$$\Gamma = \frac{\omega_{\text{pe}}^2}{2\omega_0^2} \nu_{\text{ei}} \quad (2.58)$$

ν_{ei} ist die Stoßfrequenz der Elektronen mit den Ionen. Die Beziehung für η lautet dann:

$$\eta^2 = 4 \frac{\Gamma_{-} \nu_{\text{ei}}}{\omega_s \omega_0} (1/\beta^2) \quad (2.59)$$

β ist ein Korrekturfaktor, der eingeführt werden muß, weil statt der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen v_e die Ionenschallgeschwindigkeit c_s eingeht. Er lautet (Han 82):

$$\beta^2 = \frac{T_e}{\gamma_e T_e + \gamma_i T_i} \quad (2.60)$$

$$\text{mit } \beta \rightarrow 1 \text{ für } T_e \gg T_i \quad (2.61)$$

Wird die Wurzel in Gleichung 2.56 entwickelt, so folgt für die Anwachsrate in Schwellwertnähe (ForK 75a, Gl. 24):

$$\gamma = - \frac{(k^2 v_{pi}^2 \omega_p^2 / 8 \omega_s) - \Gamma_p \Gamma}{\Gamma + \Gamma_p} \quad (2.62)$$

Dieses Ergebnis läßt sich folgendermaßen interpretieren: Der Klammerausdruck enthält die Terme, die die Instabilität anfachen. Ist er groß gegen das Produkt Γ_p , so wächst die Instabilität proportional zum Quadrat der Pumpwellenamplitude ($v_{pi} \propto E$, siehe Gl. 2.26) oder, was gleichbedeutend ist, proportional zur Bestrahlungsstärke

$$B := \frac{P}{A} \quad (2.63)$$

P: Laserleistung

A: vom Laser bestrahlte Fläche im Plasma

Für große Bestrahlungsstärke gibt Handke (Han 82, S. 16) die Anwachsrate an mit:

$$\gamma = - \frac{kv}{2} \frac{\omega}{\sqrt{(2\omega - \omega_s)}} \frac{\pi}{s} \quad (2.64)$$

Allerdings wird hier darauf hingewiesen, daß alle diese Beziehungen unter der Voraussetzung reiner Rückstreuung gewonnen wurden. Drake und Mitarbeiter (DraK 74) behandeln auch Fälle mit einem Streuwinkel ungleich π . Die Geometrie ist in der folgenden Abbildung verdeutlicht.

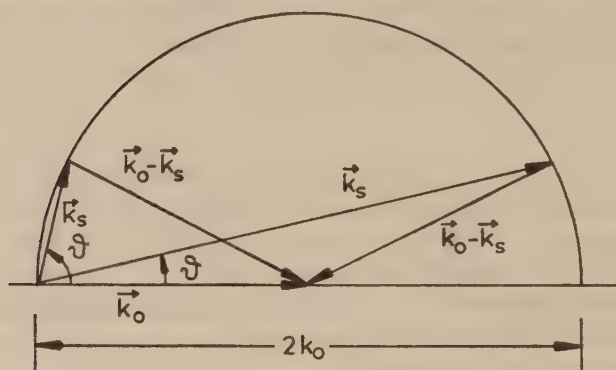


Abb. 2.4: Kopplung der Wellenvektoren für Seitwärtsstreuung.

Es folgt daraus eine Modifikation der Schwellwertbedingung mit dem Faktor $1/\cos \theta$ sowie der Anwachsraten mit $\cos \theta$ (DraK 74, S. 782; siehe auch Han 82 und Riz 83). Der kleinste Schwellwert und die höchsten Anwachsraten treten demnach für den Winkel $\theta = 0$ auf, und dies ist die Rückstreuung.

2.4. Verhalten der SBS über dem Schwellwert

Wie bereits gezeigt, kann Rückstreuung erst dann einsetzen, wenn die Bestrahlungsstärke den von den Wechselwirkungsparametern abhängigen Schwellwert überschritten hat. Bei Bestrahlungsstärken unterhalb des Schwellwerts kann sich die Instabilität nicht entwickeln, weil die Wellen zu stark gedämpft sind. Nach Überschreiten des Schwellwerts kann die rückgestreute Leistung gemäß der Anwachsrate bis zu einem Maximalwert ansteigen, der durch die Manley-Rowe-Beziehung

$$\left\{ \frac{P_{\text{SBS}}}{P_0} \right\}_{\text{MAX}} = \frac{\omega_0 - \omega_s}{\omega_0} \quad (2.65)$$

gegeben ist (siehe Gil 81, S. 333; Spa 76, S. 36). Mit den für dieses Experiment gültigen Werten (s.u.)

$$\begin{aligned} \omega_0 &= 1.78 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1} \quad (\lambda = 10.6 \text{ } \mu\text{m}) \text{ und} \\ \omega_s &= 1.1 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

folgt für den Maximalwert

$$\left\{ \frac{P_{\text{SBS}}}{P_0} \right\}_{\text{MAX}} = 0.9994 \quad (2.66)$$

In ungünstigen Fällen kann also nahezu die gesamte Leistung der Pumpwelle vom Plasma zurückgestreut werden. Über den Verlauf der rückgestreuten Leistung als Funktion der Bestrahlungsstärke liegen von verschiedenen Autoren teilweise widersprüchliche Resultate vor. Eine Zusammenstellung zeigt die nächste Abbildung (2.5). Auffällig ist die große Streuung der Ergebnisse, sowohl in Bezug auf den Schwellwert als auch auf die maximale Rückstreuung. Handke und Gellert konnten

nachweisen, daß diese Unterschiede auf unterschiedlichen Wechselwirkungsbedingungen beruhen. Die Manley-Rowe-Grenze von nahezu 100 % Rückstreuung wurde in vielen Fällen deshalb nicht erreicht, weil die Wechselwirkungslängen zu kurz waren. Daraus ist ersichtlich, wie wichtig wohldefinierte Wechselwirkungsbedingungen für die Interpretation und den Vergleich der Messungen sind (siehe dazu GelK 83, HanR 83a, HanR 83b).

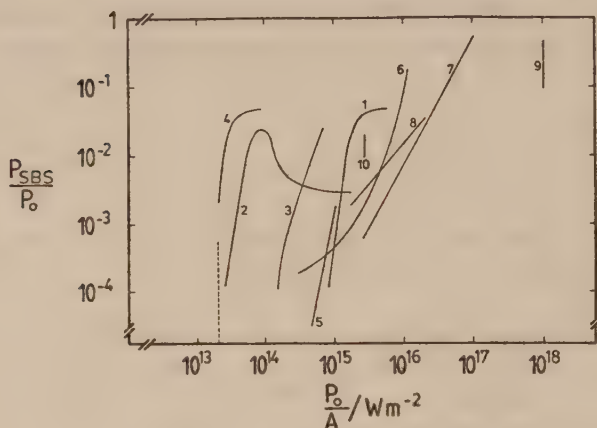


Abb. 2.5: Vergleich verschiedener Experimente zum Verlauf der SBS-Rückstreuung (nach: SFB 83, S. 137)

- 1: HerC 79; 2: PieC 79; 3: MasP 78; 4: MasB 76;
5: OffC 76; 6: OffN 78; 7: NgP 79; 8: WalM 81;
9: BurB 77; 10: Neu 80

2.5. Frequenzverschiebung der rückgestreuten Strahlung

Aus Gründen der Energieerhaltung (Gl. 2.1) ist bei den Streuinstabilitäten die gestreute Strahlung rotverschoben. Die Frequenzdifferenz zwischen Pumpwelle und rückgestreuter

Welle ist gleich der Frequenz der Plasmamode. Im Falle der Stimulierten Raman-Streuung ist die rückgestreute Strahlung um die Elektron-Plasmafrequenz ω_{pe} verschoben. Bei der SBS ist diese Verschiebung wesentlich geringer, denn hier wird eine niederfrequente Plasmamode angeregt.

Mit Hilfe der Dispersionsbeziehungen für ionenakustische Wellen (Gln. 2.6 und 2.7) kann die Frequenzverschiebung ω_n der rückgestreuten Strahlung bei SBS in einem vollionisierten Wasserstoffplasma geschrieben werden (Han 82, S. 106):

$$\Delta \nu = \frac{\omega_0}{\pi} \sqrt{(1-n_0)} \sqrt{\left[\frac{1}{1+k_s^2 \lambda_D^2} \frac{\gamma_e k_B T_e}{m_e c^2} + \frac{\gamma_i k_B T_i}{m_i c^2} \right]} \quad (2.67)$$

$$n_0 = n_e/n_c, \quad \gamma_i \approx 3\gamma_e$$

Die Frequenzverschiebung wird also größer, falls Elektronen- und/oder Ionentemperatur während der Einstrahlung der Pumpwelle ansteigen. Wie später noch gezeigt wird, gilt für das Targetplasma vor der Einstrahlung der Pumpwelle $T_e = T_i$, so daß wegen des Verhältnisses $\gamma_i/\gamma_e \approx 3$ die Frequenzverschiebung hauptsächlich durch die Änderung der Ionentemperatur beeinflusst wird.

2.6. Erweiterung auf DSBS

Bei allen bisherigen Erörterungen der SBS wurde angenommen, daß nur eine einzige Pumpwelle mit dem Plasma wechselwirkt. Dies trifft jedoch in den für die Trägheitsfusion relevanten Fällen meistens nicht zu. Ein Laserstrahl, der auf ein Pellet fokussiert ist, wird an der kritischen Schicht reflektiert. Wegen der endlichen Weite der Strahltaille gibt es dann ein

Volumen, in dem einfallender und reflektierter Strahl mit dem Plasma wechselwirken. De facto existieren im Plasma also zwei Pumpwellen. Die Wechselwirkungsgeometrie ist in der folgenden Abbildung schematisch dargestellt. Dabei ist vorausgesetzt, daß die charakteristische Länge des Wechselwirkungsvolumens l_W klein gegen die Länge des Rayleighbereichs l_R ist, innerhalb dessen sich der Strahlradius von seinem Minimalwert an der Strahltaile um den Faktor $\sqrt{2}$ vergrößert.

$$l_W \ll l_R \quad (2.68)$$

In der folgenden Abbildung sind deshalb die begrenzenden Strahlen als Geraden gezeichnet.

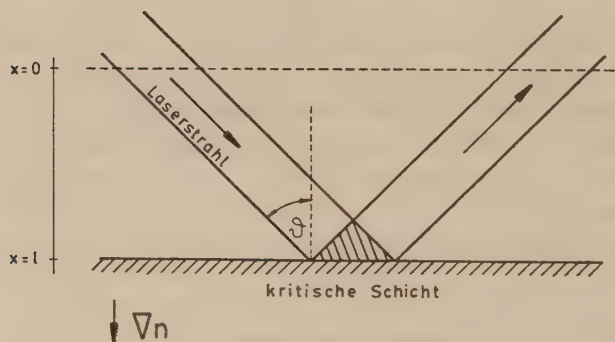


Abb. 2.6: Schematische Darstellung des Wechselwirkungsvolumens bei Reflexion des Pumpstrahls an der kritischen Schicht (θ : Einfallswinkel). Der Bereich, in dem zwei Pumpstrahlen wechselwirken, ist schraffiert gezeichnet.

Es stellt sich die Frage, ob unter diesen Umständen Brillouin-Rückstreuung bei beiden Pumpwellen unabhängig voneinander auftritt oder ob dieser Prozeß nicht vielmehr durch die Kopplung aller fünf beteiligten Wellen (davon vier elektromagnetische) beschrieben werden muß. Theoretische Betrachtungen dazu stammen von Silin, Tikhonchuk und Zozulya (ZoS 83a, ZoS 83b, SilT 85, SilT 86). Im folgenden wird auf die mathematische Beschreibung der Doppeltstimulierten Brillouin-Streuung eingegangen, wie sie den bisher vorliegenden Veröffentlichungen entnommen werden kann.

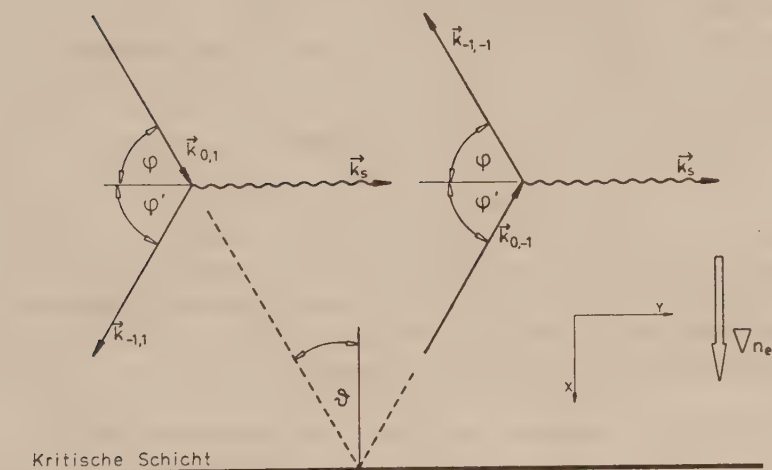


Abb. 2.7: Lage der Wellenvektoren bei der DSBS

Es wird ein Plasma betrachtet, dessen unterkritisch dichter Bereich in x-Richtung von $x = 0$ bis $x = 1$ reicht. Die kritische Schicht liegt bei $x = 1$ und wird als eben ange-

sehen. Die Pumpwelle sei s-polarisiert. Zur Beschreibung der elektromagnetischen Wellen werden nun jeweils zwei Indizes benötigt. Es gilt folgende Nomenklatur:

k_{01}	erste (einfallende) Pumpwelle
k_{0-1}	zweite (an der kritischen Schicht reflektierte) Pumpwelle
k_{-11}	Streuung der ersten Pumpwelle
k_{-1-1}	Streuung der zweiten Pumpwelle

Das Koordinatensystem wird so gewählt, daß der Dichtegradient des Plasmas ∇n_e in die positive x-Richtung zeigt. Bei $x = l$ liegt die kritische Schicht. Das elektrische Feld wird dann beschrieben durch (ZozS 83a,b):

$$\begin{aligned}
 E(x,y,t) = \sum_{\sigma=\pm 1} \{ & E_{0\sigma}(x,t) \exp(i\sigma k_0 x \cos\theta + i k_0 y \sin\theta - i\omega_0 t) \\
 & + E_{-1\sigma}(x,t) \exp(i\sigma k_0 x \cos\theta - i k_0 y \sin\theta \\
 & - i(\omega_0 - \omega_s)t) \} + c.c.
 \end{aligned} \quad (2.69)$$

wobei θ der Einfallswinkel auf die kritische Schicht ist (s. Abb. 2.7). Die erste Zeile dieser Gleichung beschreibt die Pumpwellen mit der Kreisfrequenz ω_0 , die zweite Zeile die gestreute Welle mit der Frequenz $\omega_0 - \omega_s$.

Die normierte Ionenschallamplitude wird dargestellt durch

$$\frac{\delta n_e(x,y,t)}{n_e} = -i v_1(x,t) \exp(2i k_0 y \sin\theta - i\omega_s t) + c.c. \quad (2.70)$$

Der k-Vektor der Ionenschallwelle liegt also in y-Richtung. Die Größe k_0 ist die Wellenzahl der Pumpwelle

$$k_0 = (\omega_0/c) \sqrt{(1 - n_e/n_c)}$$

und ω_s die Kreisfrequenz der Ionenschallwelle

$$\omega_s = 2k_0 c_s \sin\theta$$

Die Randbedingungen für die elektromagnetischen Wellen lauten:

$$E_{-11}(0, t) = 0 \quad (2.71a)$$

$$E_{\mu-1}(1, t) = E_{\mu,1}(1, t) \rho \exp(i\varphi), \quad \mu = 0, -1 \quad (2.71b)$$

mit der Definition $E_0 := E_{01}(0, t)$

Der Ausdruck $\rho \exp(i\varphi)$ mit $\rho \leq 1$ berücksichtigt die geometrische Reflexion an der kritischen Schicht mit dem Phasenfaktor $\exp(i\varphi)$.

Zur Abkürzung werden die Größen ζ und ψ eingeführt:

$$\zeta = \frac{\alpha k_0}{2 \cos\theta} \quad (2.72a)$$

mit $\alpha = n_e / (n_c - n_e)$.

$$\psi = \frac{\omega_s}{32\pi n_c k_B T} \quad (2.72b)$$

Aus den Gleichungen der Zweiflüssigkeitstheorie und den Maxwellgleichungen folgt das folgende System von Differentialgleichungen (2.73 - 2.75):

$$\frac{\partial}{\partial x} E_{01} = -\zeta v_1 E_{-11} \quad (2.73a)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} E_{0-1} = -\zeta v_1 E_{-1-1} \quad (2.73b)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_{-11} = \zeta v_1^* E_{01} \quad (2.74a)$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} E_{-1-1} = \zeta v_1^* E_{0-1} \quad (2.74b)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma_s \right) v_1 = \psi \left(E_{01} E_{-11}^* + E_{0-1} E_{-1-1}^* \right) \quad (2.75)$$

γ_s : Dämpfung der Ionenschallwelle

Die Größe v_1 beschreibt die Ionenschallamplitude (s. Gl. 2.70)

Dieses Gleichungssystem (2.73 - 2.75) ist im wesentlichen eine Erweiterung des Systems 2.35 - 2.37, das die SBS beschreibt (abgesehen davon, daß die Gl. 2.35 - 2.37 statt der Feldstärken E die entsprechenden Vektorpotentiale enthalten; siehe auch ForK 75a, Gl. 15 - 18). Statt zuvor drei werden nun allerdings fünf Gleichungen benötigt. Alle vier elektromagnetischen Wellen koppeln an die ionenakustische Welle, und damit wird bereits eine wichtige Konsequenz deutlich:

Die Ionenschallwelle wird von beiden Pumpwellen angeregt, und beide Pumpwellen werden an derselben Ionenschallwelle gestreut.

Das Gleichungssystem 2.73 - 2.75 ist gegenüber dem System 2.35 - 2.37 in folgenden Punkten vereinfacht:

- (1) In den Gleichungen für die elektromagnetischen Wellen (2.73 und 2.74) sind Ableitungen nach der Zeit vernachlässigt.
- (2) Ebenso vernachlässigt ist in 2.73 und 2.74 die Dämpfung der elektromagnetischen Wellen (Γ_0 und Q_-).

Dies wird damit begründet, daß $c \ll c$ (ZozS 83a), so daß jeweils der erste Term $(\partial/\partial t + \Gamma_0^s)$ in Gl. 2.35 und 2.36 vernachlässigt werden darf.

- (3) In der Gleichung für die Ionenschallwelle (2.75) sind Ableitungen nach den Ortskoordinaten vernachlässigt. Dies geschieht unter der Annahme, daß die Ionenschallamplitude im gesamten Wechselwirkungsvolumen den gleichen Wert hat. Darüberhinaus wird vorausgesetzt, daß die Ionenschallwelle stark gedämpft ist und sich daher nur wenig ausbreitet.

Für die Trägheitsfusion ist es wichtig, die Summe der vom Plasma reflektierten und gestreuten Strahlung abschätzen zu können. Diese Summe wird im folgenden als Verlust (r) bezeichnet. Silin definiert den Reflexionskoeffizienten (R_0) sowie den Streukoeffizienten (R_{-1})

$$R_0 := E_{0,-1}(x=0)/E_0 \quad (2.76)$$

$$R_{-1} := E_{-1,-1}(x=0)/E_0 \quad (2.77)$$

und gibt zwei der drei ersten Integrale des Gleichungssystems 2.73 - 2.75 an:

$$|E_{01}|^2 + |E_{-11}|^2 = \text{const.} \quad (2.78a)$$

$$|E_{0-1}|^2 + |E_{-1-1}|^2 = \text{const.} \quad (2.78b)$$

Sie beschreiben die Erhaltung des Energieflusses der elektromagnetischen Wellen längs der x-Achse, also auf die kritische Schicht zu. Aus diesen Integralen folgt eine Bedingung für den Verlust r am Rand des Plasmas bei $x = 0$ (Silt 85, Gl. 5):

$$r^2 = |R_0|^2 + |R_-|^2 \quad (2.78c)$$

In diese Beziehung gehen nur die Wellen k_{0-1} und k_{-1-1} ein, nicht aber die gestreute Welle k_{-11} (s. Abb. 7.2), die an der kritischen Schicht reflektiert und aufgrund der geometrischen Beziehungen ebenso wie die Welle k_{-1-1} das Plasma in Rückwärtsrichtung (bezogen auf die Pumpwelle k_{01}) verläßt. Eine Erklärung hierfür wird in den vorliegenden Veröffentlichungen nicht gegeben.

Es leuchtet ein, daß zumindest ein kleiner Anteil der Pumpwelle k_{01} die kritische Schicht erreichen muß, um reflektiert werden zu können und den zweiten SBS-Prozeß anzuregen. Aus der Lösung des Gleichungssystems 2.73 - 2.75 folgt laut Silin (Silt 85, S. 10; zur Lösungsmethode siehe u.a. Rom 83), daß selbst bei vollentwickelter DSBS immer noch rund die Hälfte der Pumpwellenleistung die kritische Schicht erreicht. Die Aufheizung eines Plasmas wird demnach durch DSBS nicht verhindert!

Die stationäre Lösung des Gleichungssystems 2.73 - 2.75 ($\partial/\partial t = 0$, siehe ZozS 83a, Gl. 4), führt zu einer Beziehung zwischen $|R_0|$, $|R_{-1}|$ und κ , dem Koeffizienten für konvektive Verstärkung der Ionenschallwelle:

$$\exp(2q\kappa) = \frac{2|R_0|\{2q - (1-r^2)|R_0|\}}{(1+r^2)(2q-1+r^2-2|R_{-1}|^2)} \quad (2.79)$$

$$\text{mit } q = \sqrt{(1/4)(1-r^2)^2 + |R_{-1}|^2}$$

κ ist proportional zur Intensität der Pumpwelle und umgekehrt proportional zur Dämpfung der Ionenschallwelle und der Ionen-temperatur. Die Beziehung für die dimensionslose Größe κ lautet:

$$\kappa = \frac{\omega_s |E_0|^2}{64\pi\gamma n k_B T} \quad (2.80)$$

Abb. 2.8 zeigt für verschiedene Werte des Gesamtverlustes r^2 , wie groß der Anteil der Streuung $|R_{-1}|$ an den Verlusten als Funktion von κ ist. Der Schwellwert ist erreicht, wenn gilt:

$$\kappa_{\text{THR}} = \frac{1}{1-r^2} \ln \frac{1+r^2}{2r^2} \quad (2.81)$$

$$|R_{-1}|^2/r^2$$

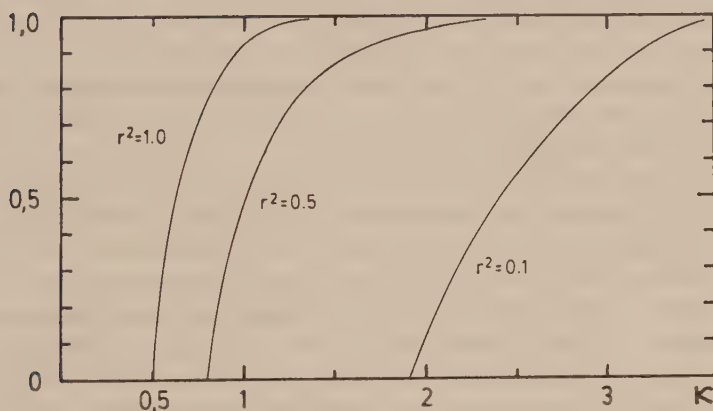


Abb. 2.8: Verlauf des normierten Streukoeffizienten $|R_{-1}|^2/r^2$ als Funktion von κ (nach Silt 85)

Diese Abbildung lässt sich folgendermaßen interpretieren: Am Schwellwert selbst gibt es zunächst nur Verluste durch geometrische Reflexion, weil $|R_{-1}|^2 = 0$. Mit dem Ansteigen der Pumpwellenintensität wird der Anteil der Streuung an den Verlusten immer größer. Gleichzeitig sinkt die Leistung der an der kritischen Schicht reflektierten (Pump-) Welle. In diesem Sinne beschreibt Gl. 2.79 den Übergang von der geometrischen Reflexion an der kritischen Schicht bei der Pumpwellenfrequenz ω_0 zur phasenkonjugierten Streuung mit der (kleineren) Frequenz ω . Je kleiner r^2 am Schwellwert, also die geometrische Reflektivität, wird, desto höher liegt der Schwellwert. Der Grenzfall herkömmlicher SBS (so gut wie keine Reflexion an der kritischen Schicht) wird durch den Übergang $r^2 \rightarrow 0$ beschrieben. Die entsprechende Kurve läge in Abb. 2.8 noch weiter zu größeren Werten von κ verschoben, also zu höherer Bestrahlungsstärke, und die Streuung $|R_{-1}|$ wird entsprechend kleiner. Die Kurven in Abb. 2.8 nähern sich asymptotisch dem Wert $|R_{-1}|^2/r^2 = 1$, erreichen ihn aber nicht, denn bei $|R_{-1}|^2/r^2 = 1$ würde nach Gl. 2.78c $|R_0| = 0$, und damit ginge die notwendige Voraussetzung für den zweiten Streuprozess verloren.

Silin erwartet bei DSBS eine gegenüber **konvektiver** SBS deutliche Absenkung des Schwellwertes. Dabei spielen mehrere Effekte eine Rolle:

- 1: Der k -Vektor der Ionenschallwelle liegt senkrecht zum Dichtegradienten. Zudem sind die Projektionen der k -Vektoren von Pumpe und gestreuter Stokeswelle auf die Richtung des Dichtegradienten gleich. Fehlanpassungen (mismatch) der k -Vektoren in den verschiedenen Dichtebereichen können deshalb im gesamten Plasmavolumen, das von der Pumpe durchstrahlt wird, nicht auftreten. Es wurde zwar vorausgesetzt, daß die Ionenschallwelle stark gedämpft ist und sich demnach nicht wesentlich über das Wechselwirkungsvolumen ausbreiten kann. Da aber an allen

Punkten des Wechselwirkungsvolumens die Bedingungen für Streuung dieselben sind, wird die Ionenschallwelle im gesamten Wechselwirkungsvolumen **erzwungen**. Somit kann die Streuung an allen Punkten gleichzeitig anwachsen. In diesem Sinn ist die Instabilität **absolut** und hat nach der Theorie von Silin einen niedrigeren Schwellwert als die **konvektive SBS**.

- 2: Der Anteil der Pumpwelle, der das Plasma bis zur kritischen Schicht durchlaufen hat, wird ins Wechselwirkungsvolumen zurückreflektiert. Daher ist dort eine größere Leistungsdichte vorhanden, als es ohne die Reflexion der Fall wäre. Bezogen auf die Leistung einer in der Theorie vorausgesetzten einzigen Pumpwelle (k_{01}) sinkt der Schwellwert ab.

Daß bei der DSBS die Anpassungsbedingungen für die k -Vektoren erfüllt sind, folgt aus der geometrischen Konstruktion in Abb. 2.7. Außerdem liegt der k -Vektor der Rückstreuung jeweils antiparallel zum k -Vektor der zweiten Pumpwelle. Die kohärente Streuung von vier Wellen, die durch die gemeinsame Anregung der Ionenschallwelle gekoppelt sind, führt bei den rückgestreuten Wellen zur Inversion der Phasenflächen gegenüber den Pumpwellen. Die Rückstreuung ist **phasenkonjugiert**.

Ein weiterer Unterschied zur herkömmlichen SBS besteht darin, daß die Frequenz der gestreuten Strahlung vom Einfallswinkel θ der Pumpwelle auf die kritische Schicht abhängt (Silin 85, Gl. 3):

$$\omega_s = 2\omega_0 (c/c_s) \sin\theta \quad (2.82)$$

Zusammengefaßt läßt sich aus der Theorie von Silin folgendes Modell für die DSBS ableiten:

- Der Prozeß beginnt als Streuung der einfallenden und der an der kritischen Schicht reflektierten Pumpwelle an thermischen Dichtefluktuationen.
- Falls die Anpassungsbedingungen (Gl. 2.1 und 2.2) erfüllt sind, entsteht durch die Überlagerung der hochfrequenten Ponderomotorischen Kräfte von Pumpwelle und gestreuter Welle eine niederfrequente Ponderomotorische Kraft, die die Dichtefluktuation anfacht. Die statistische Natur der Dichtefluktuationen geht dabei verloren, und es bildet sich eine Ionenschallwelle.
- Beide Einzelprozesse (Streuung der einfallenden und der reflektierten Pumpwelle) verstärken dieselbe Ionenschallwelle. Voraussetzung dafür ist, daß der Winkel, den die $\mathbf{k}$ -Vektoren von Pumpwelle und gestreuter Welle mit dem $\mathbf{k}$ -Vektor der Ionenschallwelle einschließen, gleich ist ($\varphi = \varphi'$; zur Definition dieser Winkel siehe Abb. 2.7).
- Aus Abb. 2.7 wird deutlich, wie sich die $\mathbf{k}$ -Vektoren bei jedem Einzelstreuungsprozeß addieren. Die Impulserhaltung (analog zu Gl. 2.2) fordert, daß $\mathbf{k}_{-0\mu}$ die Vektorsumme von $\mathbf{k}_s$ und $\mathbf{k}_{-1\mu}$ ($\mu=\pm 1$) ist. Wird der Einfallswinkel θ kleiner, so nimmt die Länge von $\mathbf{k}_s$ ab, was bedeutet, daß die Frequenz der Ionenschallwelle kleiner wird. Wegen der Energieerhaltung (Gl. 2.1) ist die Frequenz der gestreuten Welle gegen die der Pumpwelle verschoben. Die Differenz ist gerade die Frequenz der Ionenschallwelle. Der Fall $\theta = \pi/2$ entspricht der herkömmlichen SBS. Bei $\underline{\text{DSBS}}$ und kleineren Werten von θ als $\pi/2$ ist die Rotverschiebung der Stokeswelle daher um den Faktor $\sin\theta$ kleiner als bei SBS.
- Die $\underline{\text{DSBS}}$ ist Seitwärtsstreuung, die eigentlich einen höheren Schwellwert haben sollte als SBS-Rückstreuung (s.o.). Bei $\underline{\text{DSBS}}$ hingegen ist diejenige Ionenschallwelle, bei der die Anpassungsbedingungen für Seitwärtsstreuung erfüllt sind, dadurch bevorzugt, daß sie jeweils durch

zwei Streuprozesse angeregt wird.

Eine deutliche Absenkung des Schwellwertes und eine kleinere Rotverschiebung der Stokeswelle sollte also der Theorie zufolge eine Unterscheidung der DSBS von der herkömmlichen SBS ermöglichen. In diesem Experiment wird versucht, die Verringerung der Rotverschiebung sowie die Absenkung des Schwellwertes nachzuweisen und Unterschiede zur SBS quantitativ zu bestimmen.

3. Experimenteller Aufbau

Die wesentlichen Komponenten des Versuchsaufbaus sind eine z-Pinch-Anlage zur Erzeugung des Targetplasmas, ein CO_2 -Hochleistungslasersystem, das die Pumpwellen liefert, sowie umfangreiche Elektronik zur Steuerung des Experiments und für die Datenaufnahme.

3.1. Der z-Pinch

Das Ziel, Vorgänge zu untersuchen, die für die angestrebte laserinduzierte Kernfusion von Bedeutung sind, legt es nahe, für diese Experimente auch **lasererzeugte** Plasmen zu verwenden. Allerdings ist die Diagnostik solcher Plasmen wegen der schnellen Änderung der Plasmaparameter schwierig, und die Wechselwirkungsbedingungen sind in der Regel nicht genau bekannt.

Da die vorliegenden Untersuchungen Modellcharakter vor allem für Vorgänge in der ausgedehnten, unterkritisch dichten Korona eines Fusionspellets haben sollen, werden an das Targetplasma folgende Bedingungen gestellt:

- Ausdehnung im Bereich von einigen mm
- Homogenität bezüglich Dichte und Temperatur
- Dichten im Bereich von 10 % bis 20 % der kritischen Dichte, so daß der Brechungsindex μ im Plasma nahe bei 1 liegt; die Wirkung der von der Theorie geforderten Reflexion an der kritischen Schicht wird dabei durch Einstrahlung von **zwei Pumpstrahlen** simuliert (siehe Abschnitt 5)
- Wohldefinierte und reproduzierbare Plasmabedingungen während der gesamten Bestrahlung

Daher wurde für diese Arbeit das Plasma eines linearen, dynamischen z-Pinches als Target benutzt. Die Plasmaparameter

sind aus früheren Untersuchungen anderer Autoren (FinB 78, Ber 80, Gel 82, Heu 83) hinreichend genau bekannt und werden dieser Arbeit zugrunde gelegt.

Das Kernstück der z-Pinch-Anlage bildet ein 0.6 m langes Entladungsrohr aus Quarz, das einen Innendurchmesser von 0.18 m hat. Jeweils 50 mm von den Rohrenden entfernt sind Elektroden aus Cuwodur 80 (80 % Wolfram, 20 % Kupfer) angebracht. Der Elektrodenabstand beträgt somit 0.5 m. In der Mitte des Rohres befinden sich im rechten Winkel zueinander insgesamt vier radiale Beobachtungsstutzen. Zwei dieser Stutzen dienen zur Einkopplung der Pumpwellen, während die beiden übrigen lediglich für Justierzwecke benutzt werden.

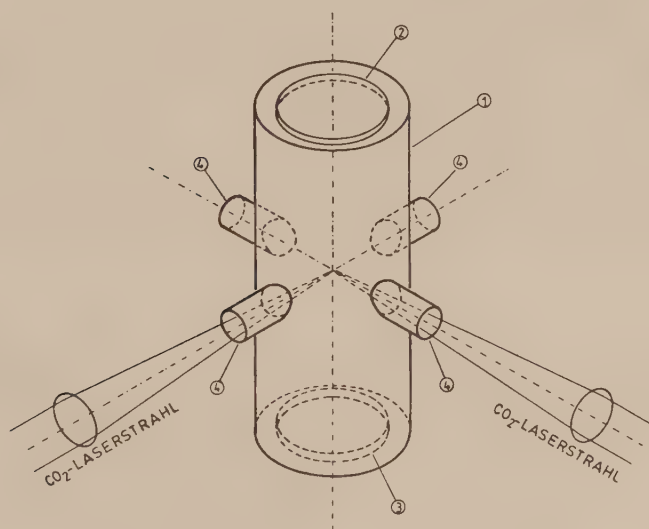


Abb. 3.1: z-Pinch (schematisch)

1: Quarzgefäß, 2: Hochspannungselektrode, 3: Erd-elektrode, 4: Beobachtungsstutzen

Die Eintrittsfenster für die CO_2 -Laserstrahlung bestehen aus Alkalihalogeniden (KCl oder NaCl) und sind bei einer Wellenlänge von $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ plan mit einer Genauigkeit von $\lambda/20$. Die Dicke von 25 mm verhindert ein Durchbiegen der Fenster, wenn das Pinchgefäß unter Vakuum steht. Bei jeder Pinchentladung werden nach dem Zusammenbruch der Plasmasäule Verunreinigungen, die von den Elektroden und von der Innenseite des Gefäßes stammen, radial nach außen geschleudert. Um dadurch verursachte Beschädigungen gering zu halten, müssen die Fenster möglichst weit entfernt vom Zentrum der Plasmasäule angebracht werden. Allerdings können dann zur Fokussierung des Laserstrahls ins Plasma nur Linsen mit längerer Brennweite und damit kleinerer Feldstärke im Fokus benutzt werden. Als Kompromiß wurden Linsen mit einer Brennweite von $f = 1.5 \text{ m}$ gewählt und die Eintrittsfenster am Ende von 0.9 m langen Aluminiumrohren angebracht. Der Raumwinkel, unter dem die Fenster vom Plasma aus erscheinen, ist durch eine Blende gerade so stark eingeschränkt, daß der Strahlengang des Lasers nicht berührt wird. Um Reflexionen auszuschalten, sind die Fenster leicht gegen die optische Achse geneigt eingebaut. Mit dieser Konfiguration liegt die Lebensdauer der Eintrittsfenster bei etwa 1000 Schüssen.

Die Energie für die Entladung wird einer Batterie von neun Kondensatoren entnommen (Abb. 3.2), von denen jeder über eine eigene Drei-Elektroden-Funkenstrecke und einen Bandleiter mit der Hochspannungselektrode der Entladungsstrecke verbunden ist. Die Funkenstrecken werden mit einem Triggerpuls von 15 kV durchgeschaltet. Der Jitter zwischen diesem Triggerpuls und dem Zeitpunkt der maximalen Kompression liegt bei etwa 60 ns.

Außen am Pinchgefäß ist ein allseitig isolierter Aluminiumzylinder aus acht Segmenten als Rückleiter angebracht. Dieser Zylinder ist nur an vier Stellen zur Durchführung der Beobachtungsstutzen durchbrochen. Auf diese Weise wird die

Symmetrie der Entladung so wenig wie möglich gestört. Vor jedem Plasmaschuß werden Entladungsgefäß und Beobachtungsstutzen von einer Diffusionspumpe mit Vorvakuumpumpe auf einen Druck von weniger als $3 \cdot 10^{-4}$ Pa ausgepumpt.

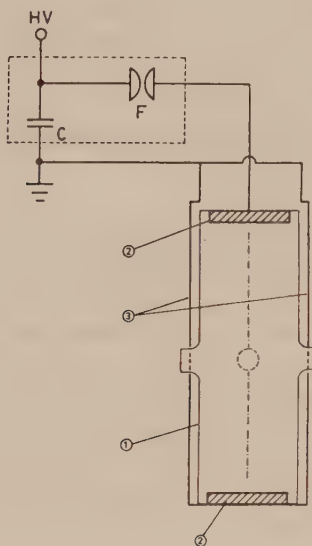


Abb. 3.2: Der elektrische Aufbau des z-Pinches (schematisch)

$C = 4.5 \mu F$

F: Schaltfunkenstrecke (die Triggerelektrode ist nicht eingezeichnet)

1: Entladungsgefäß

2: Elektroden (die untere Elektrode ist mit dem Rückleiter verbunden)

3: Rückleiter

Die durch das gestrichelte Rechteck markierten Elemente sind insgesamt neunmal vorhanden

	typischer Wert	maximaler Wert
Ladekapazität	9 x 4.5 μ F	
Gesamtinduktivität		
(mit Plasma)	31 nH	
Periodendauer	7 μ s	
Ladespannung	32 kV	40 kV
Gespeicherte Energie	21 kJ	32 kJ
Maximaler Strom	1.1 MA	1.4 MA

Tab. 3.1: Elektrische Daten der z-Pinch-Anlage

Als Füllgas wird bei allen Messungen H_2 verwendet. Es wird zunächst aus einer handelsüblichen Flasche in einen Vorratsbehälter gefüllt. Aus diesem Behälter wird vor jedem Schuß ein Zwischenvolumen definierter Größe gefüllt, aus dem dann das Gas in das Pinchgefäß expandiert. Durch Änderung des Drucks im Vorratsbehälter sowie der Größe des Zwischenvolumens kann der Fülldruck in weiten Grenzen variiert werden, so daß eine Plasmadichte zwischen $n = 0.05 n_c$ und $n = 5 n_c$ erreicht wird. Für die CO_2 -Strahlung beträgt die kritische Dichte (cut-off-Dichte) $n_c = 10^{25} / m^3$ mit

$$n_c = m \epsilon_0 \omega^2 / e^2. \quad (3.1)$$

Um Vergleichbarkeit mit früheren Ergebnissen (Han 82) zu gewährleisten, wurden alle Messungen mit einem Fülldruck von 65 Pa durchgeführt. Für diese Bedingungen sind durch spektroskopische Untersuchungen von Bertschinger (Ber 80) sowie durch Lichtstreuungsmessungen von Gellert (Gel 82) und Heuports (Heu 83) die Plasmaparameter bekannt: Konzentrisch um die Längsachse des Entladungsgefäßes bildet sich eine Plasmasäule aus, die zum Zeitpunkt der maximalen Kompression

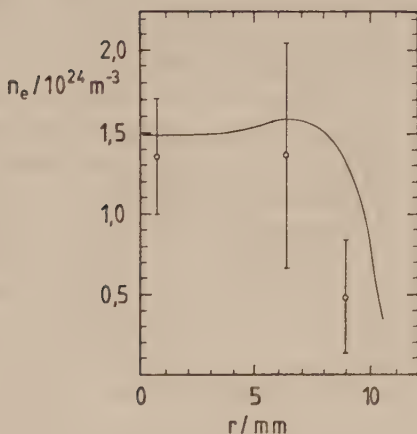


Abb. 3.3: Durchgezogene Linie: Radiale Verteilung der Elektronendichte zum Zeitpunkt der maximalen Kompression (nach Ber 80). Die Meßpunkte mit Fehlerbalken zeigen Ergebnisse von Lichtstreuuntersuchungen (Gel 82). Fülldruck: 65 Pa

für etwa 100 ns homogen und stationär ist. Das Plasma ist vollständig ionisiert, wobei Elektronen- und Ionentemperatur bei $k T_e = k T_i = 10$ eV liegen. Die radiale Verteilung der Elektronendichte in diesem Stadium zeigt Abb. 3.3.

Für die Synchronisation mit dem CO₂-Lasersystem ist es nötig, bei jedem Schuß den zeitlichen Verlauf der Plasmadichte zu verfolgen. Daher wird die Kontinuumsmission des Plasmas, die proportional zum Produkt aus Elektronen- und Ionendichte ist, bei einer Wellenlänge von $\lambda = 525$ nm durch eine Öffnung zwischen den Segmenten des Rückleiters durch das Quarzgefäß hindurch beobachtet. Bei dieser Wellenlänge ist keine Linien-

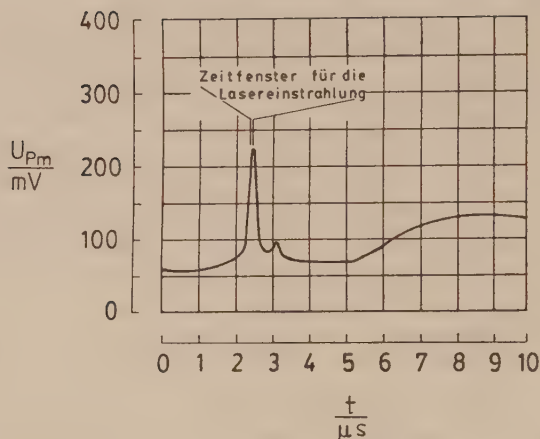


Abb. 3.4: Typisches Signal des Plasmamonitorers

emission zu erwarten (Ber 80). Die Kontinuumsemission wird mit einem kleinen Gittermonochromator (Jarrel Ash, 0.25 m) mit nachgeschaltetem Photomultiplier aufgenommen und auf einem Oszillographen dargestellt. Ein typisches Bremsstrahlungssignal zeigt Abb. 3.4. Zu erkennen sind zwei Plasmakompressionen und das Rekombinationsleuchten zum Schluß der Entladung. Es wurden nur solche Messungen ausgewertet, bei denen die Laseremission in das markierte Zeitfenster fiel.

3.2. Das CO_2 -Lasersystem

Das Lasersystem hat eine Reihe von Anforderungen zu erfüllen:

- Es muß Leistungen im Bereich zwischen 1 MW und 100 MW erreichen.
- Die Länge der Laserpulse muß zwischen 1 ns und 5 ns liegen.
- Die Pulse müssen reproduzierbar sein.

Dies hat folgende Gründe: Leistungen zwischen 1 MW und 100 MW sind erforderlich, um im Fokus einer Linse von 1.5 m Brennweite die Bestrahlungsstärke zu erzeugen, die zur Überschreitung des Schwellwertes für Brillouin-Streuung bis hin zu mittleren Rückstreuleistungen nötig ist. Zugleich aber dürfen die Laserpulse nicht so lang sein, daß die Ionen während der Bestrahlung geheizt werden und ihre thermische Geschwindigkeit so ansteigt, daß sie das Wechselwirkungsvolumen verlassen. Die hier angegebenen Zeiten von 1 ns bis 5 ns sind in der Nähe der Schwellwertbestrahlungsstärke ausreichend kurz (siehe Abschnitt 4). Eine gute Reproduzierbarkeit der Pulse schließlich ist Voraussetzung für eine möglichst große Anzahl auswertbarer Treffer.

Pulse, die diese Anforderungen erfüllen, werden mit einem System aus Masteroszillator und einer im Injection-Mode-locking-Verfahren angekoppelten Verstärkerstufe erzeugt. Als Masteroszillator dient ein TEA-CO₂-Laser. Bei ihm sind wendelförmig um ein Plexiglasrohr Widerstände so angebracht (Abb. 3.5), daß einer der Anschlußstifte eines jeden Widerstands radial in das Plexiglasrohr hineinragt. Von zwei gegenüberliegenden Widerständen ist jeweils einer über eine getriggerte Funkenstrecke mit dem Hochspannungspol eines Kondensators verbunden, die andere ist geerdet. Bei durchgeschalteter Funkenstrecke kann zwischen zwei Stiften senkrecht zur Längsachse des Rohrs eine Entladung stattfinden (ein Laser gleicher Bauart ist detailliert bei Kra 76 beschrieben). Die wendelförmige Anordnung der Elektroden bewirkt, daß das Lasergas im gesamten Rohrquerschnitt homogen gepumpt wird. Darüberhinaus stellt die Stromführung eine bifilare Wicklung dar, durch die die Induktivität gesenkt wird. Dies begünstigt den schnellen Aufbau einer Überspannung an den Widerstandsstiften.

Das Lasergas fließt kontinuierlich unter Atmosphärendruck durch das Entladungsrohr (daher TEA: Transverse Excited at Atmospheric Pressure). Es besteht aus einer Mischung von CO₂, Stickstoff und Helium (CO₂:N₂:He = 5:5:90, handelsüb-

liche Lasergasmischung). Abgeschlossen wird das Lasergasvolumen an beiden Seiten des Rohrs durch Brewsterfenster aus NaCl. Die Strahlung im Resonator ist linear polarisiert.

Als Resonator wurde eine nahezu hemikonfokale Anordnung gewählt. Der strahlungsundurchlässige Spiegel ist ein sphärisch konkaver Cu-Spiegel mit einem Krümmungsradius von 4.0 m. Den Auskoppelspiegel bildet eine planparallele Germaniumplatte. Diese Platte kann in ihrer justierbaren Halterung geheizt werden und wird als abstimmbares Etalon benutzt. Damit ist es möglich, den Laser auf die P(20)-Linie einzustellen ($\Delta J = -1$, $\lambda = 10.59 \mu\text{m}$). Durch eine Blende wird erreicht, daß der Laser in der Grundmode schwingt. Die Resonatorlänge l_R stimmt mit der der Verstärkerstufe überein ($l_R = 2.53 \text{ m}$).

Zusätzliches Element im Masteroszillator ist ein CdTe-Kristall, der zusammen mit den Brewsterfenstern des Lasergasvolumens als Q-Switch wirkt. Dabei wird ausgenutzt, daß der CdTe-Kristall die Polarisation der CO_2 -Strahlung ändert, wenn senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung eine elektrische Spannung angelegt wird (linearer elektrooptischer Effekt). Diese Spannung bewirkt eine Anisotropie im Brechungsindex und dadurch eine Phasenverschiebung zwischen den Schwingungskomponenten senkrecht und parallel zur optischen Achse. Ist die Spannung gleich der $\lambda/2$ -Spannung, so setzen sich beide Komponenten nach Durchlauf durch den Kristall wieder zu einer linear polarisierten Welle zusammen, deren Polarisationssebene jedoch gegenüber der der einfallenden um 90° gedreht ist. An den hier verwendeten Kristall wird allerdings nur die $\lambda/4$ -Spannung angelegt, die für diesen Kristall bei $U_{1/4} = 8.4 \text{ kV}$ liegt. In diesem Fall ist die Strahlung nach Passieren des Kristalls elliptisch polarisiert. Sie wird unmittelbar hinter dem Kristall an dem konkaven Laserspiegel reflektiert und durchläuft den Kristall ein zweites Mal. Die Strahlung, die dann aus dem Kristall austritt, ist wieder linear polarisiert, jedoch mit um 90 Grad gedrehter Polarisationsrichtung. Der Gesamteffekt bei

zweimaligem Durchlauf durch den Kristall bei der Viertelwellenspannung ist also der gleiche wie bei einmaligem Durchlauf bei der Halbwellenspannung.

Die Welle mit der um 90 Grad gedrehten Polarisationssebene wird vom Brewsterfenster nicht mehr durchgelassen, sondern aus dem Resonator hinausreflektiert. Der Laser kann also nicht anschwingen, solange am CdTe-Kristall die Viertelwel-

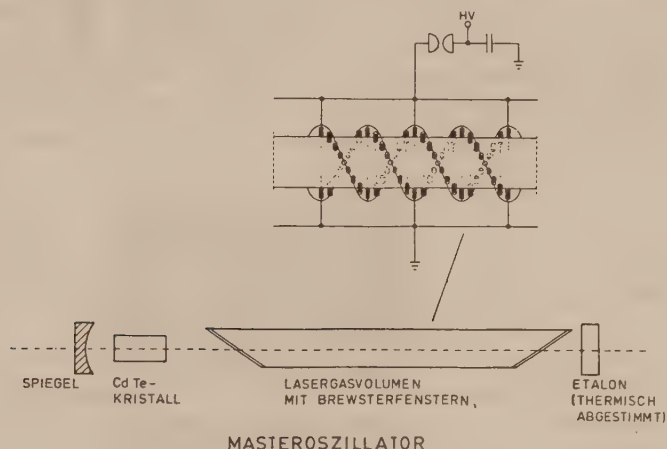


Abb. 3.5: TEA-Masteroszillator. Oben vergrößert die Anordnung der Elektroden

lenspannung anliegt. Spannung wird an den Kristall über ein aufgeladenes Koaxialkabel gelegt, das durch eine getriggerte Funkenstrecke kurzgeschlossen werden kann. Nach dem Durchbruch der Funkenstrecke bilden sich auf dem Kabel Schwingungen, deren Frequenz mit einem Kondensator variiert werden kann. Am offenen Ende des Kabels (also am Kristall) liegt eine periodische Spannung an, die zunächst sehr steile Flanken hat, aber bereits nach etwa fünf Schwingungen sinusförmig wird.

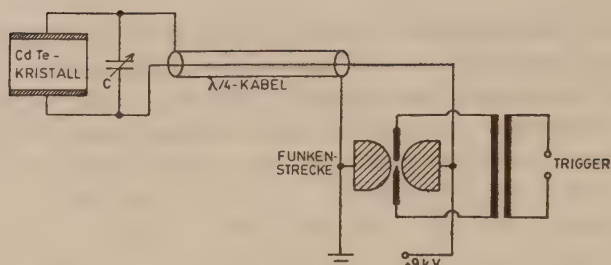


Abb. 3.6: Elektrischer Aufbau des Q-Switch-Systems im Masteroszillator

Ohne Güteschalter zeigt der zeitliche Verlauf der Laseremission die typischen Merkmale des "Modebeating" (Abb. 3.7). Anders als bei den früheren Arbeiten von Handke (Han 82) und Gellert (Gel 82) wird aus dieser Emission kein Einzelpuls herausgeschnitten. Vielmehr kann der Resonator bei jedem Nulldurchgang der Kabelschwingung anschwingen, so daß eine Folge von Einzelpulsen emittiert wird. Die Frequenz der Kabelschwingung ist gleich der halben Roundtripfrequenz und kann mit dem Kondensator der Kabelschaltung abgestimmt werden. Dadurch wird erreicht, daß bei jedem Nulldurchgang der Spannung ein und dasselbe Wellenpaket vom Kristall durchgelassen und damit dieses eine Wellenpaket selektiv verstärkt wird. Bei einer Resonatorlänge des Masteroszillators (und der Verstärkerstufe) von 2.53 m haben die Pulse einen Abstand von etwa 17 ns. Das bedeutet, daß das Kabel mit einer Frequenz von 30 MHz' schwingen muß. Die Abklingzeit der Kabelschwingung muß so lang sein, daß möglichst viele Spannungsmaxima in der Nähe der Viertelwellenspannung liegen.

Dies ist nötig, um Abweichungen vom Drehwinkel von 90 Grad zu vermeiden, die dazu führen würden, daß auch nicht phasenrichtig laufende Wellenzüge vom CdTe-Kristall durchgelassen werden. Dies würde zu einem Untergrund zwischen den Pulsen führen, der -ebenfalls von der Verstärkerstufe verstärkt- das Ausgangsplasma heizt und damit die Plasmamparameter ändert. Es können in einem solchen Fall auch Zwischenpulse auftreten (s. Abb. 3.7)

Bei optimalen Betriebsbedingungen verlassen den Mastersoszillator bis zu zehn einzelne Pulse, deren mittlere Länge (FWHM) bei etwa 3 ns und deren Leistung zwischen 45 kW und 120 kW liegt. Allerdings erreicht nur ein Bruchteil von etwa 3 % die

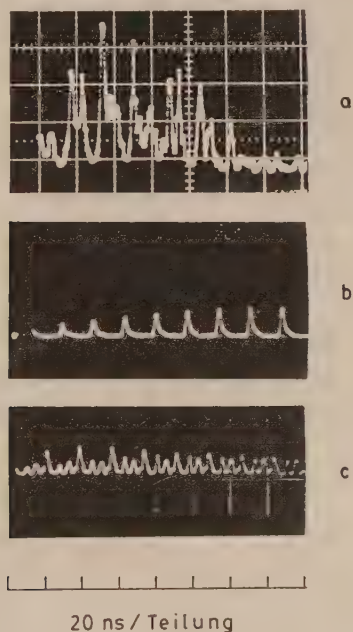


Abb. 3.7: Emission des Mastersoszillators

- (a) ohne Q-Switch
- (b) mit Q-Switch
- (c) mit Q-Switch, aber verstimmter Kabelschwingung

Verstärkerstufe, weil der Laserstrahl über ein System von Optiken und Strahlteilern in den Verstärker eingekoppelt wird (siehe Abschnitt 3.3).

Im Gegensatz zum Masterszillator, der zum größten Teil selbst gebaut wurde, ist die Verstärkerstufe eine industriell entwickelte Komponente (Firma Maxwell, San Diego, USA), die von der Kernforschungsanlage Jülich zur Verfügung gestellt wurde. Es handelt sich dabei um einen elektronenstrahlvorionisierten CO_2 -Laser ("e-Beam"-Laser) mit großflächigen Elektroden. Er wird mit einer stehenden Gasfüllung aus 30 % CO_2 und 70 % Helium betrieben. Diese Gasmischung steht unter Überdruck. Obwohl der Betriebsdruck nach Herstellerangaben wesentlich größer sein darf (bis zu 6 bar), wird der Druck nicht über 2.1 bar gesteigert. Dies stellt sicher, daß die Austrittsfenster aus NaCl weder mechanisch noch durch die

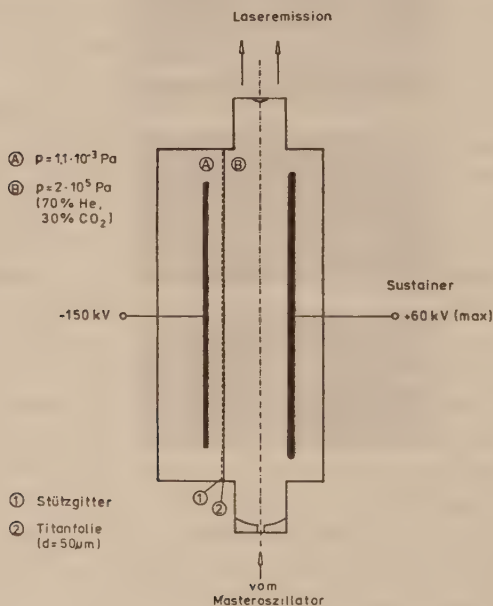


Abb. 3.8: Verstärkerstufe des CO_2 -Lasersystems

Laseremission selbst über Gebühr belastet werden. Außerdem werden mit steigendem Druck die Relaxationszeiten kürzer, was besonders wichtig für die Erzeugung kurzer Laserpulse ist (siehe dazu auch Sch 86).

Lasergasvolumen und Anode sind durch eine 50 μm dicke Titanfolie von der Kaltkathode getrennt. Die Kathode ist ebenso wie der Resonatorteil mit der Anode von einem Druckgefäß aus Stahl umschlossen (Abb. 3.8).⁻⁴ Die Kathodenseite wird auf einen Druck von etwa $6.7 \cdot 10^{-4}$ Pa ausgepumpt. Die Resonatortspiegel sind an den gegenüberliegenden Enden des Lasergas-

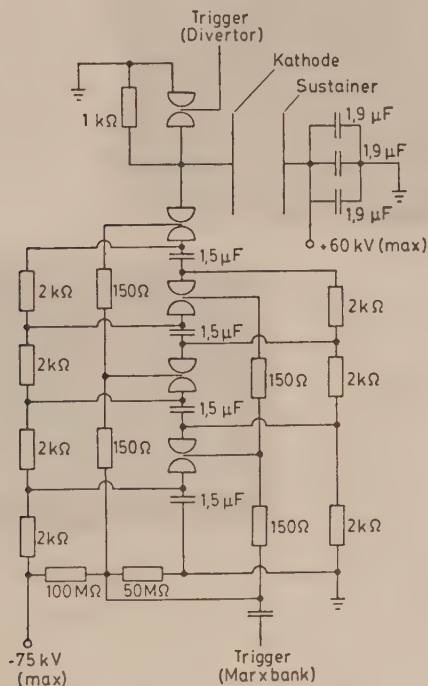


Abb. 3.9: Der elektrische Aufbau des e-Beam-Lasers
(Vereinfachte Darstellung nach Schaltplänen des Herstellers)

volumens angebracht. Beide Spiegel haben ein Reflexionsvermögen von 100 %. Ausgekoppelt wird der Laserstrahl durch die instabile, konfokale Anordnung. Einer der Resonatorspiegel ist ein Konkavspiegel mit 0.12 m Durchmesser und einer Brennweite von 5.0 m. Durch ein kleines zentrales Loch in diesem Spiegel wird der Pulszug des Masterszillators in die

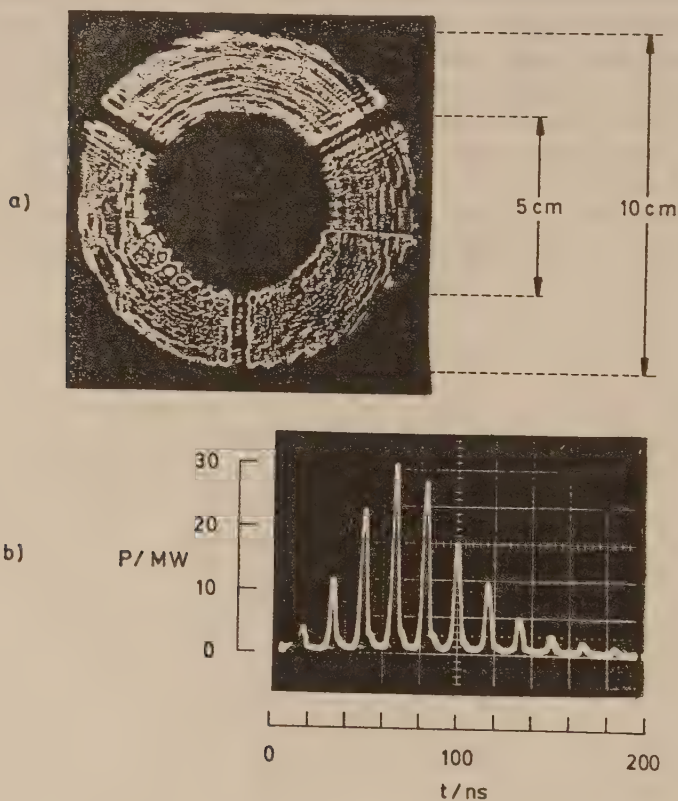


Abb. 3.10: Emission des CO_2 -Lasersystems (Masterszillator und Verstärker)

a: Abbrand auf Polaroidpapier

b: Zeitlicher Verlauf

Verstärkerstufe eingekoppelt. Der zweite Resonatorspiegel ist ein Konvexspiegel mit kleinerem Durchmesser (0.05 m) und einer Brennweite von -2.5 m. Der gemeinsame Brennpunkt beider Spiegel liegt außerhalb des Resonators. Der Konvexspiegel wird durch eine justierbare Dreipunkthalterung im Resonatorgefäß fixiert. Das Strahlprofil des Lasers ist ringförmig. Abb. 3.10a zeigt eine Aufnahme der Nahfeldverteilung, die dadurch gewonnen wurde, daß belichtete Polaroidfotos unmittelbar vor das Austrittsfenster gehalten wurden. Die Energie des Laserstrahls verbrennt die entwickelte Schicht auf dem Fotopapier, so daß die "belichteten" Stellen weiß erscheinen. Deutlich zu erkennen sind die Schatten des Konvexspiegels und der Halterung sowie Fresnelsche Beugungserscheinungen an der Austrittsöffnung, am Rand des Konvexspiegels und an dessen Halterung. Abb. 3.10b zeigt den zeitlichen Verlauf eines typischen Pulses, wie er vom System aus Masteroszillator und Verstärker emittiert wird.

3.3. Strahlführung und Justierung

Wegen seiner großen Abmessungen ist das Lasersystem nicht im gleichen Raum installiert wie die z-Pinch-Anlage. Die Pumpwellen müssen aus einem Nebenraum mit Spiegeln über eine Strecke von mehr als 6 m vom Verstärker bis an das Targetplasma herangeführt werden. Dies stellt hohe Anforderungen sowohl an die optische Qualität der Umlenkspiegel als auch an die Justierung. Die Umlenkspiegel haben bei kreisförmigem Querschnitt einen Durchmesser von 160 mm. Sie bestehen aus Nickel, das auf eine Genauigkeit von $\lambda/20$ bei $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ poliert ist. Für diese Wellenlänge hat Nickel eine Reflektivität von etwa 98 %.

Die Justierung des Strahlengangs erwies sich als besonders kritisch. Zum einen sind sämtliche experimentellen Komponenten nicht schwingungsarm aufgestellt, zum anderen stellten sich in den nicht klimatisierten Räumen immer wieder

Dejustierungen durch Temperaturschwankungen ein. Es war daher eine regelmäßige Nachjustierung des gesamten Strahlengangs erforderlich.

Die Emission des Masteroszillators wird über einen Strahlteiler (BS1, Material: ZnSe) und einen Spiegel (M1) in die Verstärkerstufe geleitet. Bedingt durch den Strahlteiler erreichen zwar nur etwa 4 % der Ausgangsleistung den Verstärker, für eine gute Modenkopplung ist dies aber ausreichend. Der vom Strahlteiler durchgelassene Anteil der Emission wird über einen weiteren Strahlteiler (BS2) auf den Eintrittsspalt eines CO₂-Polychromators (Hersteller: Optical Engineering) fokussiert, mit dem die Einstellung des Masteroszillators auf die P(20)-Linie kontrolliert wird. Mit dem Detektor D1 wird der zeitliche Verlauf der Emission aus dem Masteroszillator verfolgt.

Die phasenkonjugierte Rückstreuung, die mit hohen Intensitäten vom Targetplasma aus dem Strahlengang der Pumpwelle in exakt umgekehrter Richtung folgt, tritt wieder in die Verstärkerstufe ein und kann dort unter Umständen sogar noch verstärkt werden. Die Strahlung verläßt dann den Verstärker und trifft auf M1 und den ersten Strahlteiler (BS1). Selbst die 4 % der Gesamtintensität, die von diesem Strahlteiler noch zurück in den Masteroszillator gelangen, können die Germaniumplatte des Resonanzreflektors und den Kristall des Pulsschneidesystems beschädigen. Aus diesem Grund wurde zusätzlich zu den Spiegeln zwischen Masteroszillator und Verstärker eine Schutzoptik mit kurzbrennweitigen Linsen (L1 und L2, $f = 0.05$ m) und einem Abbildungsmaßstab von 1:1 aufgebaut. Die Brennweite der Linsen ist so gewählt, daß die Emission des Masteroszillators gerade noch keinen Luftdurchbruch im Fokus erzeugt, wohl aber die intensive rückgestreute Strahlung. Das Plasma, das dann im Fokus gebildet wird, schneidet die rückgestreute Welle ab und verhindert eine Beschädigung der teuren optischen Komponenten.

Zwischen Lasersystem und z-Pinch wird der Pumpstrahl entweder mit einer Keilplatte oder einem Schneidespiegel (SM) so geteilt, daß zwei Teilstrahlen mit gleicher Intensität entstehen. Auf die Strahlteilung wird im 5. Abschnitt detailliert eingegangen.

Nach der Teilung trifft jede der beiden Strahlhälften auf einen Umlenkspiegel (M3 und M4) und wird mit einer Linse (L4 und L5, plankonvex, $f = 1.5 \text{ m}$) ins Plasma fokussiert. In jedem der beiden Teilstrahlengänge werden Strahlteiler dazu benutzt, Signale für die Detektoren auszukoppeln. Im Pumpstrahlengang 1 ist der Strahlteiler BS3 als Keilplatte (Keilwinkel 3 Grad) ausgebildet. Von den laserseitigen Reflexionen wird die eine zur Überwachung der Pumplaserleistung auf einen Detektor (D2) fokussiert, die zweite wird auf einen weiteren Detektor (D4) fokussiert, mit dem die Synchronisation von Pumplasersystem und Pinchentladung überwacht wird. Von den dem Plasma zugewandten Oberflächen der Keilplatte werden etwa 4 % der rückgestreuten Strahlung ebenfalls auf Detektor D2 und außerdem auf den Eintrittsspalt eines CO_2 -Polychromators fokussiert. Detektor D2 wird also von zwei Strahlen getroffen: einmal vom Monitorstrahl zur Überwachung der Laserleistung und zum anderen von der rückgestreuten Strahlung. Dadurch entfällt eine aufwendige Kalibrierung verschiedener Detektoren und Oszillographenkanäle. Allerdings muß einer der beiden Strahlen über einen "Umweg" verzögert werden, um beide Signale getrennt auf einem Oszillographen darstellen zu können. Bei dem verwendeten Aufbau wird der Monitorstrahl so verzögert, daß ein Rückstreupuls etwa 9 ns vor dem zugehörigen Laserpuls dargestellt wird. Auf diese Weise können beide Pulse gleichzeitig mit hoher Zeitauflösung auf demselben Oszillographenkanal dargestellt werden. Die unterschiedliche Leistung beider Pulse wird dadurch ausgeglichen, daß der Monitorstrahl mit Hostaphanfolien abgeschwächt wird.

Auf eine Überwachung der Laserleistung im zweiten Pumpstrahlengang wird verzichtet, da experimentell sicherge-

stellt ist, daß die Leistung in beiden Teilstrahlen gleich ist. Daher reicht im zweiten Teilstrahl eine einfache Planplatte (BS4) aus, um rückgestreute Strahlung über eine Linse (L10) auf den Detektor D3 zu fokussieren. Die laserseitige Reflexion an Strahlteiler BS4 wird nicht genutzt.

Weil die Pinchentladung starke Störfelder erzeugt, müssen Detektoren und Nachweiselektronik abgeschirmt werden. Gleichzeitig sollen die Kabelverbindungen zwischen Detektoren und Oszillographen möglichst kurz sein, um Verfälschungen von Signalhöhe und Anstiegszeiten zu verhindern. Daher sind alle Detektoren zusammen mit der Elektronik in einer zentralen (geerdeten) Meßkabine aufgestellt. Diese Anordnung der Detektoren bedeutet aber eine wesentliche Erschwernis bei der Justierung. Die Strahlen müssen zum Teil über eine Strecke von mehr als 6 m auf Detektoren mit Flächen von wenigen mm² justiert werden. Eine Abweichung von einigen mrad bedeutet dabei bereits, daß der Detektor nicht mehr voll getroffen wird. Gerade bei diesem Experiment, bei dem absolute Leistungen verglichen werden, ist es jedoch unverzichtbar, daß die Detektoren voll getroffen werden. Zur Justierung können HeNe-Laser nur in den Teilen des Strahlengangs mit Metalloptik eingesetzt werden, und auch dort allenfalls zur Festlegung der optischen Achse. Wegen der unterschiedlichen Brechungsindizes der Salzkomponenten für CO₂- und HeNe-Strahlung ($\lambda = 632.8$ nm) muß zur Justierung ein CO₂-Laser selbst benutzt werden.

Die Lage der Strahlen wird entweder mit einer Folie aus flüssigen Kristallen, die bei Bestrahlung mit dem (unfokussierten) CO₂-Laser und der damit verbundenen Temperaturerhöhung ihre Farbe ändert oder bei fokussierten Strahlen durch Abbrandspuren auf belichtetem Polaroidpapier sichtbar gemacht. Bei diesem Verfahren ist die Justierung der Strahlengänge für die Rückstreuung besonders schwierig. Nur selten ist nämlich die Rückstreuung so stark, daß ihre Lage auf den Detektoren mit den angesprochenen Verfahren kontrolliert werden kann. Aus diesem Grund sind für beide Pump-

strahlen jeweils in der Verlängerung der Strahlrichtung hinter dem Entladungsgefäß Spiegel aufgebaut (M6,M7), die Rückstreuung aus dem Plasma simulieren (in Abb. 3.11 sind die entsprechenden optischen Komponenten gestrichelt eingezeichnet).

Die Justierung der Pumpstrahlen in die Mitte der Plasmasäule erfolgt mit Hilfe eines Targetstabes. Aus früheren Untersuchungen ist bekannt, daß die Achse der Plasmasäule mit der Längsachse des Entladungsgefäßes zusammenfällt. Darum wurde das Target so konstruiert, daß sich an der Stelle, an der bei der Entladung das Zentrum der Plasmasäule liegt, eine um 45 Grad geneigte Metallfläche befindet, auf die belichtetes Polaroidpapier aufgeklebt wird. Damit können beide Pumpstrahlen auf demselben Target sichtbar gemacht werden. Durch die Neigung des Targets gegen die Einfallsrichtung der Strahlen sind die Abbrandspuren um den Faktor $\sqrt{2}$ verbreitert. Bei dem hier angewendeten Justierverfahren wird zunächst nur einer der Pumpstrahlen auf das Target fokussiert, während der andere Strahl abgedeckt wird. Um möglichst kleine Abbrandflecken zu erhalten und damit das zentrale Maximum der Emission genau lokalisieren zu können, muß der Strahl etwa um einen Faktor 200 abgeschwächt werden, wenn das Lasersystem eine Ausgangsleistung von 200 MW hat. Es wird dann die eine Hälfte der Abbrandspur mit einem neuen Polaroidpapier überklebt und der zweite Pumpstrahl auf das Target fokussiert. Mit den so erhaltenen beiden Abbrandhälften kann ermittelt werden, wie gut sich beide Strahlen treffen. Es wurde experimentell überprüft, daß die Justierung auch bei ausgepumptem Entladungsgefäß erhalten bleibt. Wegen der zentralen Bedeutung für dieses Experiment wurde sichergestellt, daß die beiden Pumpstrahlen sich mit einer Genauigkeit von $\pm 30 \mu\text{m}$ im Zentrum der Plasmasäule treffen.

In der folgenden Abb. 3.11 ist der gesamte Strahlengang schematisch dargestellt. Die Symbole haben folgende Bedeutung:

- M Spiegel
- BS Strahlteiler
- L Linsen
- D Detektoren:
 - 1: Überwachung der Pulse aus dem Masterszillator
 - 2: Monitor für die Laserleistung und Rückstreu-
detektor für Pumpstrahl 1
 - 3: Rückstreudetektor für Pumpstrahl 2
 - 4: Überwachung der Synchronisation von Laser und
Pinch

Zur Vereinfachung sind nur die optischen Achsen eingezeichnet. Genauere Angaben (Materialien, Brennweiten etc.) sind im Anhang zusammengestellt.

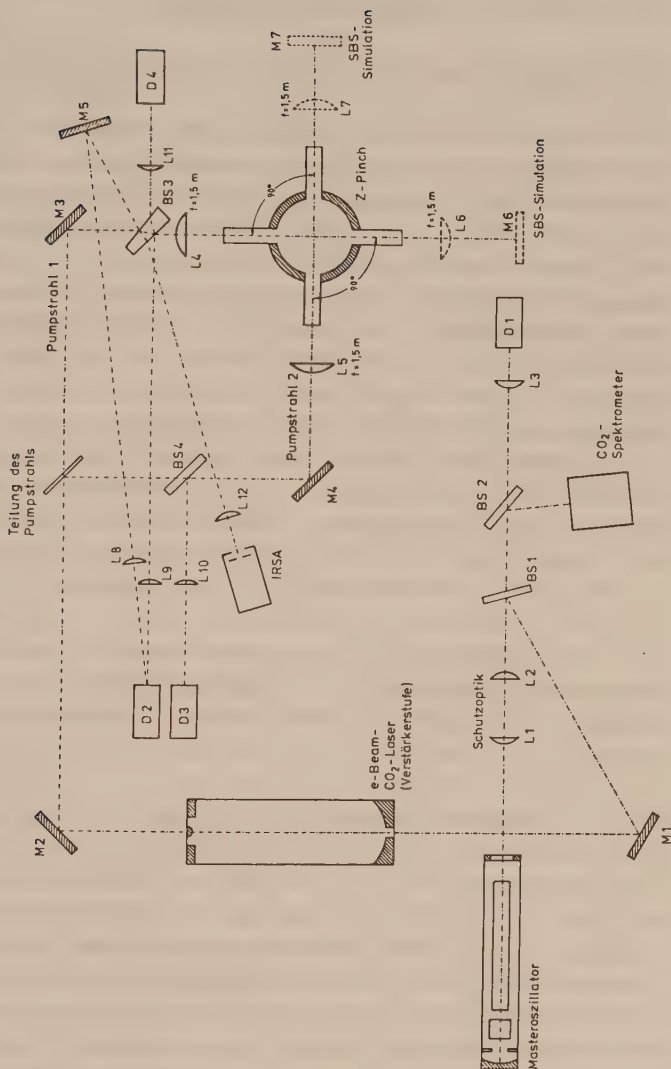


Abb. 3.11: Übersicht über den experimentellen Aufbau und die Strahlführung (vereinfacht)

3.4. Detektoren und Nachweiselektronik

3.4.1. Zeitauflösende Detektoren für CO₂-Laserstrahlung

In dieser Arbeit sollen Aussagen über absolute Größen von Schwellwertbestrahlungsstärken gemacht werden. Eine der Voraussetzungen dazu ist die Kenntnis der eingestrahltten Pump laserleistung sowie des Verhältnisses von rückgestreuter zu eingestrahelter Leistung. Um die Schwierigkeiten einer Absolutkalibrierung zweier verschiedener Detektoren und Oszillographenkanäle zu vermeiden, wurden Reflexionen von Pumpstrahl und rückgestreutem Strahl auf ein und denselben Detektor fokussiert und somit auch auf demselben Oszillographenkanal dargestellt. Die Schwierigkeit hierbei ist, daß aus geometrischen Gründen die beiden Strahlen aus leicht verschiedenen Richtungen auf den Detektor fallen und damit auch von zwei verschiedenen Linsen fokussiert werden müssen. Die Auswahl der passenden Detektoren hat nach folgenden Gesichtspunkten zu erfolgen:

(i) Für Messungen im Schwellwertbereich der SBS-/DSBS-Instabilität müssen möglichst empfindliche Detektoren benutzt werden, um auch noch kleine Rückstreuleistungen ($P_R/P_0 < 0.1$) registrieren zu können.

(ii) Die Ausgangsleistung des CO₂-Lasersystems schwankt bis zu 20 % um einen Mittelwert, der für die jeweils eingestellte Ladespannung typisch ist. Gerade im Schwellwertbereich der SBS/DSBS jedoch führt ein geringfügiger Anstieg der Pumpwellenleistung zu einer exponentiellen Zunahme der Rückstreuleistung. Daher kann vor einem Schuß die erwartete Rückstreuleistung nicht genau genug abgeschätzt werden, um einen sehr empfindlichen Detektor effektiv einzusetzen: Die Rückstreuleistung kann leicht über die Beschädigungsschwelle des Detektors steigen. Wird der rückgestreute Strahl jedoch vorsichtshalber abgeschwächt, so sinkt die Empfindlichkeit der Messung. Der verwendete Detektor sollte also einen

großen dynamischen Bereich haben, um Beschädigungen auszuschließen.

(iii) Wegen der bereits angesprochenen Schwierigkeiten bei der Justierung von Monitor- und Rückstreustrahl über mehrere Meter und der Forderung, daß der gesamte Strahlquerschnitt vom Detektor erfaßt werden muß, sollte ein Detektor mit möglichst großer Fläche eingesetzt werden.

(iv) Für eine gute Zeitauflösung der schnell ansteigenden Rückstreupulse sollte ein Detektor mit geringer Eigenanstiegszeit gewählt werden.

Tabelle 3.2 enthält die Parameter der Detektoren, die für diese Arbeit verwendet wurden. Grundsätzlich handelt es sich um zwei verschiedene Arten von Detektoren, die sich in ihrer Funktionsweise unterscheiden:

(a) Photon-Drag-Detektoren

Bei ihnen übertragen die auf einen dotierten Halbleiter (z.B. Germanium) auftreffenden Photonen Impuls auf die freien Ladungsträger. (daher: Photon-Drag). Dies führt für kurze Zeit zu einer Inhomogenität in der Ladungsverteilung und damit zum Aufbau einer Spannung an den Kontakten (für Details siehe Gib 70 oder Kru 77). Vorteilhaft bei Photon-Drag-Detektoren ist, daß sie die Strahlung in einem relativ großen Volumen absorbieren und dadurch verhältnismäßig unempfindlich gegen Strahlschäden sind.

(b) Pyroelektrische Detektoren

Sie enthalten Kristalle mit Dipolcharakter und einer permanenten Polarisierung. Erwärmung der Kristalle, etwa durch CO₂-Laserstrahlung, führt zu einer Änderung der Polarisierung. Diese Polarisierungsänderungen können gemessen werden, wenn der Kristall das Dielektrikum eines Kondensators bildet (Einzelheiten sind beschrieben z.B. bei Kun 86 oder Put 77).

Die Forderungen i-iv sind nicht gleichzeitig zu erfüllen. Hohe Empfindlichkeit und kurze Anstiegszeiten sind die Vorteile von pyroelektrischen Detektoren, die aber andererseits leicht beschädigt werden können und eine verhältnismäßig kleine Fläche haben. Die Photon-Drag-Detektoren haben zwar eine größere Fläche, sind aber nicht so empfindlich. Dadurch sind sie jedoch auch leichter zu handhaben.

Detektor	Empfindliche Fläche mm ²	Empfindlich- keit bei 10.6 µm mV / MW	Eigenanstiegs- zeit ns
PD 80	200*	80	< 1.0
PD 200	16*	200	0.4
P 500	1.2*	2500***	0.4
AD 209	9**	4000	< 0.1

* Querschnitt kreisförmig

** Zwei-Segment-Detektor

*** die Herstellerangabe liegt bei 10 V/MW; der hier angegebene Wert wurde durch Kalibrierung mit den Detektoren PD 80 und PD 200 bestimmt

Tab. 3.2: Daten der benutzten CO₂-Strahlungsdetektoren
(Details siehe Anhang)

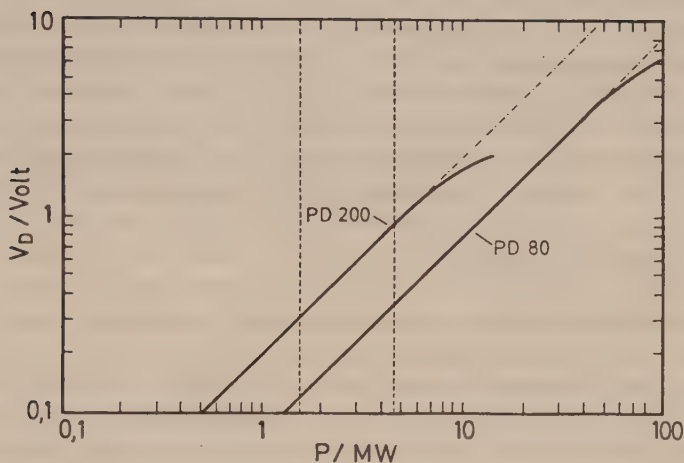


Abb. 3.12: Empfindlichkeit der benutzten Photon-Drag-Detektoren als Funktion der einfallenden Strahlungsleistung. Die Detektoren wurden ausschließlich in dem gekennzeichneten Leistungsbereich betrieben.

3.4.2. Infrarot-Spektralanalysator (IRSA)

Der Infrarot-Spektralanalysator (im folgenden kurz IRSA genannt) besteht aus

- (1) dem optischen Aufbau mit Eintrittsspalt, Spiegeln und Gitter und aus
- (2) einer Pyricon-Kamera zum Nachweis der wellenlängenaufgelösten Strahlung.

Eintrittsspalt, Spiegel und Gitter sind in Czerney-Turner-Montierung aufgebaut. Die zu untersuchende Strahlung wird auf

den Eintrittsspalt fokussiert. Die vom Eintrittsspalt ausgehende divergente Strahlung wird von einem Spiegel (Paraboloid mit $f \approx 1.5 \text{ m}$) parallel auf das Gitter ($0.12 \text{ m} \times 0.20 \text{ m}$, 150 Linien/mm) gelenkt und gelangt, je nach Wellenlänge mit verschiedenen Beugungswinkeln, auf einen zweiten Spiegel (gleiche Parameter wie Spiegel 1), von dem es in die Austrittsebene fokussiert wird. In der Austrittsebene befindet sich das Target der Pyricon-Kamera. Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge fällt an verschiedenen Orten auf das Kameratarget.

Das Pyricon-Target selbst hat einen Durchmesser von 16 mm. Das Auflösungsvermögen wird vom Hersteller mit 5 Linienpaaren pro mm angegeben. Wenn Infrarotstrahlung auf das Target trifft, so bewirkt sie eine lokale Änderung der Polarisationsverteilung, die mit einem Elektronenstrahl abgetastet wird. Die Kamera gestattet allerdings keine Zeitauflösung der Signale, sondern integriert die einfallende Leistung über eine definierte Zeitspanne.

Mittels einer Wellenlängenkalibrierung mit einem Dauerstrich- CO_2 -Laser wurde die lineare Dispersion dieses Polychromators bestimmt. Der dabei benutzte Dauerstrichlaser kann durch Verschieben einer Modenblende so abgestimmt werden, daß er nahezu ausschließlich Strahlung des $P(20)$ -Übergangs aussendet. Mit einem Strahlteiler wurde ein Teil dieser Laseremission auf einen (industriell entwickelten) kalibrierten Infrarot-Polychromator gelenkt, auf dessen Skala die momentan emittierte Wellenlänge abgelesen wurde. Auf dem an die Pyricon-Kamera angeschlossenen Fernsehmonitor ist dann das Bild des Eintrittsspalt zu sehen. Wird diese Stelle markiert, vom Fernsehschirm abfotografiert und anschließend der Spalt mit Licht der $P(18)$ -Linie bestrahlt, so ist aus der Entfernung beider Bilder und dem Abbildungsmaßstab des Systems unmittelbar die lineare Dispersion zu ermitteln.

An die Pyricon-Kamera angeschlossen ist ein digitaler Bildspeicher, der es ermöglicht, sowohl das Livebild der Kamera

zu betrachten, als auch bis zu zwei Livebilder zu einem beliebigen Zeitpunkt "einzufrieren". Der Bildspeicher (Hersteller: HTV Hamamatsu Photonics, Japan) ist über ein DMA-Interface an einen Rechner (PDP 11/23) gekoppelt. Damit ist es möglich, ein Einzelbild, das aus 512 mal 512 Bildpunkten besteht, in wenigen Sekunden auf einem externen Datenträger abzuspeichern und unmittelbar nach jedem Laserschuss eine Grobauswertung des Spektrums vorzunehmen.

Das Pyricontarget wird im Interlace-Verfahren abgetastet. Das bedeutet, daß zunächst nur jede zweite Zeile abgetastet wird, dann läuft der Elektronenstrahl diagonal nach oben zum Anfang der zweiten Zeile zurück und beginnt mit der Abtastung des zweiten Teilbildes. Fällt ein Meßschuß in die Interlace-Pause, so wird zumindest ein Teil des Meßsignals nicht mehr registriert. Um das zu verhindern, wird das gesamte Experiment mit einem Puls getriggert, der nach dem Start des Abtaststrahls vom Bildspeicher erzeugt wird.

3.4.3. Oszillographen

Die Signale des Detektors D4 und des Pinchmonitors werden zur Kontrolle der Synchronisation zwischen Lasersystem und z-Pinch auf die beiden Kanäle eines Speicheroszillographen (Philips PM 3266) geführt und elektronisch addiert. Dieser Oszillograph wird extern getriggert.

Die Signale der Detektoren D2 und D3 werden auf einem Oszillographen mit kurzer Anstiegszeit (Tektronix, Modell 7104, Eigenanstiegszeit 300 ps) dargestellt.

3.5. Synchronisation der experimentellen Komponenten

Bedingt durch die langen Ladezeiten der Kondensatoren an der Verstärkerstufe dauert ein einziger Meßzyklus etwa 5 Minuten. Dies bedeutet, daß unter günstigsten Bedingungen pro Stunde

nur 10 - 12 Meßschüsse und etwa 15 Justierschüsse möglich sind.

Der vom Bildspeicher abgegebene Triggerpuls wird zunächst in einen Verteiler geführt und von dort an verschiedene Nanosekunden-Impulsverzögerungsgeräte weitergegeben. Um eine möglichst gute Kopplung von Masteroszillator und Verstärkerstufe zu erreichen, muß die Emission des Masteroszillators etwa 300 ns bis 600 ns vor dem Emissionsmaximum der e-Beam-Entladung liegen. Damit wird verhindert, daß der Verstärker unkontrolliert aus dem Rauschen anschwingt.

Zuerst wird die Schaltfunkenstrecke des Masteroszillators getriggert, erst danach die Verstärkerstufe und schließlich die z-Pinch-Funkenstrecken. 1.2 μ s nach Triggern des Masteroszillators wird über ein eigenes Triggergeät das Kabel des Q-Switch-Systems aufgeladen. Nach weiteren 30 ns wird das Kabel über die 4-Elektroden-Funkenstrecke kurzgeschlossen, so daß die Kabelschwingungen beginnen. Die Hochspannungspulse für Laden und Kurzschließen des Kabels werden von demselben Triggergerät abgenommen. Dabei ist der Kurzschlußpuls mit einer Verzögerungsleitung gegenüber dem Ladepuls verzögert, beide Pulse sind also starr gekoppelt.

Der Monitoroszillograph wird über ein Impulsverzögerungsgerät extern getriggert. Dadurch ist es möglich, gleichzeitig mit der Synchronisation auch den Jitter von Lasersystem und Pinchentladung zu kontrollieren. Es zeigte sich, daß

(i) der Jitter der Pinchentladung mit guter Reproduzierbarkeit bei maximal 60 ns liegt, aber

(ii) der Jitter des Lasersystems wesentlich größer sein kann, nämlich bis zu 200 ns.

Eine genauere Untersuchung erwies, daß die Ursache für diesen Jitter nicht in den Lichtsendern und -empfängern liegen kann, die zur Triggerung der Komponenten dienen. Das hier verwen-

dete System von Lichtsendern und -empfängern hat einen Jitter von weniger als 10 ns. Die Ursache für den Jitter ist also am Lasersystem selbst zu suchen. Der Betrieb des Verstärkers mit unterschiedlichen Fülldrücken des Lasergases (zwischen 0.8 bar und 1.2 bar Überdruck) erbrachte keine wesentliche Verbesserung. Allein eine optimale Einstellung des Gasdrucks in den Schaltfunkenstrecken verkleinerte den Jitter, jedoch nicht unter 100 ns. Für die Durchführung des Experiments hat dies folgende Konsequenzen:

(i) Die Laserpulse treffen nur selten in das Zeitfenster von etwa 100 ns, das durch das Maximum der Pinchkompression definiert ist. Unter optimalen Bedingungen wird dieses Fenster nur in etwa 25 % der Fälle getroffen.

(ii) Darüberhinaus liefert das Lasersystem nicht bei jedem Schuß die gewünschten kurzen Pulse mit gutem Signal/Rauschverhältnis.

(iii) Schließlich sind auch die Plasmabedingungen nicht bei jeder Entladung exakt dieselben, so daß nicht in allen Fällen, in denen in das Zeitfenster getroffen wird und die Qualität der Laserpulse gut ist, Rückstreuung aus dem Plasma zu erwarten ist.

Es ergibt sich daraus die Einschränkung, daß selbst bei optimalen Bedingungen von 100 Meßschüssen höchstens 8 bis 10 auswertbar sind.

4. Änderung der Plasmaparameter durch die Laserbestrahlung

In den Betrachtungen des zweiten Abschnitts wurde nicht berücksichtigt, daß die Pumpwelle die Plasmaparameter ändern kann. Bei solch hohen Bestrahlungsstärken, wie sie in diesem Experiment auftreten, ist eine Aufheizung des Wechselwirkungsvolumens durch inverse Bremsstrahlung zu erwarten. Dies hat Konsequenzen für den SBS-Schwellwert, der von der Landau-dämpfung der ionenakustischen Welle, also vom Verhältnis T_e/T_i abhängt. Zunächst wird betrachtet, wie Elektronen und Ionen bei Einstrahlung einer Pumpwelle geheizt werden. Danach wird untersucht, welche Konsequenzen der Einsatz von zwei Pumpwellen hat.

4.1. Aufheizung des Wechselwirkungsvolumens durch einen Pumpstrahl

Um die Effekte abzuschätzen, die bei der Aufheizung auftreten, geht man vom Koeffizienten für lineare inverse Bremsstrahlung aus (Hug 80):

$$\alpha(T_e) = g \frac{n_e n_i Z^2 e^6}{6 \pi \epsilon_0^3 \omega^2 c \mu} \sqrt{\pi/6} (m k_B T_e)^{-3/2} \quad (4.1)$$

μ ist der Brechungsindex:

$$\mu = \sqrt{1 - n_e/n_c} \quad (4.2)$$

Die Voraussetzung für lineare inverse Bremsstrahlung ist dann gegeben, wenn die Pumpwelle die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen nur wenig ändert, d.h.: falls der Feldstärkeparameter η klein gegen 1 ist. Der Faktor g ("Gauntfaktor") ist seinerseits schwach abhängig von der Elektronentemperatur. Für ihn findet sich in der Literatur (DawO 63) folgender Ausdruck:

$$g = \ln(\Lambda/(Z+1)) \sqrt{3}/\pi \quad (4.3)$$

Für Λ gilt nach JohD 73:

$$\Lambda = \text{Min} \left[\frac{v_e}{\omega_{pe} a} ; \frac{v_e}{\omega a} \right] \quad (4.4)$$

$$\text{mit} \quad a = \text{Max} \left[\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_e} ; (h/2\pi)(k_B T_e)^{-1/2} \right]$$

Der Absorptionskoeffizient ist im linearen Fall also eine Funktion der Elektronentemperatur. Sein Verlauf ist in Abb. 4.1 für verschiedene Dichten aufgetragen.

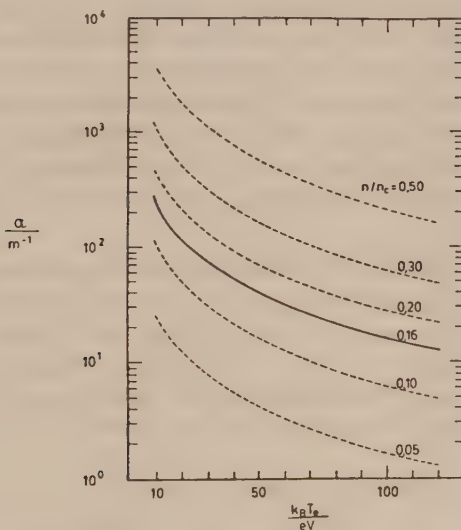


Abb. 4.1: Verlauf des Koeffizienten α der linearen inversen Bremsstrahlung für verschiedene Werte von n/n_c . Die durchgezogene Kurve gilt für die Wechselwirkungsbedingungen dieser Arbeit.

Die Absorption ist demnach bei einer Elektronentemperatur von $kT_e = 10$ eV, die das Targetplasma zu Beginn der Bestrahlung hat, um den Faktor 6.7 höher als bei einer Elektronentemperatur von 50 eV, die sich bei einer Bestrahlungsleistung von etwa 50 MW bei einer Pulslänge von 3.4 ns einstellt. Falls der Feldstärkeparameter η groß gegen 1 ist, wird α eine Funktion der einfallenden Leistung (Han 82, S. 28) und die Absorption wird nichtlinear. In diesem Experiment, in dem vor allem das Verhalten der Rückstreuung in der Umgebung des Schwellwertes untersucht wird, gilt allerdings immer $\eta < 1$, und daher wird nur lineare inverse Bremsstrahlung berücksichtigt.

Durch die Pumwelle wird die Elektronentemperatur des Targetplasmas zunächst lokal erhöht. Dadurch entstehen Temperaturgradienten, die zu Wärmeleitung aus dem Wechselwirkungsvolumen führen. Schließlich erhöht sich durch Stöße mit den Elektronen auch die Ionentemperatur. Da die inverse Bremsstrahlung mit steigender Elektronentemperatur ab-, die Wärmeleitung jedoch zunimmt, stellt sich schließlich innerhalb des Wechselwirkungsvolumens ein Gleichgewicht zwischen absorbiertener und abgeleiteter Wärme ein.

Für die Wärmeleitung sind verschiedene Mechanismen verantwortlich. Unterscheidungskriterium zwischen ihnen ist das Verhältnis von mittlerer freier Weglänge der Elektronen l_{ef} zur Gradientenlänge l_G der Temperatur. Innerhalb der Gradientenlänge sinkt die Temperatur auf etwa 14 % ihres Maximalwertes. Falls gilt

$$l_{ef} \ll l_G,$$

so wird die von der Pumpwelle übertragene Energie zum überwiegenden Anteil durch Elektron-Elektron-Stöße weitertransportiert. Dies ist die klassische (Spitzersche) Wärmeleitung (Spi 61). Im anderen Fall

$$l_{ef} \geq l_G$$

stoßen die Elektronen innerhalb der Gradientenlänge so gut wie überhaupt nicht miteinander. Die Wärme kann nur mit der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen aus dem Wechselwirkungsvolumen abfließen. Daher heißt dieser Vorgang flußbegrenzte Wärmeleitung.

Um für die Bedingungen dieses Experiments Aussagen über die Aufheizung treffen zu können, muß der Radius des Wechselwirkungsvolumens bekannt sein. Eine eingehende Erörterung darüber, wie der Radius bestimmt wird, folgt im 5. Abschnitt. An dieser Stelle sei nur darauf hingewiesen, daß der Radius gemessen wurde und der ermittelte Wert in die Rechnungen zur Aufheizung einging.

Aus den Gleichungen 4.1 bis 4.4 folgt, daß die Gradientenlänge zu Beginn der Bestrahlung etwas größer als der Radius des Wechselwirkungsvolumens $\{\rho\}$ ist. Handke zeigt, daß sich unter der Voraussetzung einer Idealisierung des zentralen Pumpwellenbereichs auf eine linienförmige Wärmequelle (Wärmepol) die Zunahme der Gradientenlänge l_G verhält wie

$$l_G \{t_0 + \Delta t\} = \sqrt{(l_G \{t_0\})^2 + 8\alpha_T \Delta t} \quad (4.5)$$

$$\text{mit } \alpha_T = K_{eff} / \rho_m c_p \quad (4.6)$$

α_T	Temperaturleitfähigkeit
K_{eff}	thermische Leitfähigkeit (nach Spi 61)
ρ_m	Massendichte
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem
p	Druck

Die Wärmeleitung ist nicht der einzige Prozeß, mit dem Energie aus dem Wechselwirkungsvolumen abgeführt werden kann. Die Ionen, die aufgrund ihrer Trägheit so gut wie gar keine

Energie aus dem Pumpwellenfeld aufnehmen, bilden eine kalte Plasmakomponente, die erst durch Stöße mit den Elektronen aufgeheizt wird. Nach einer Zeitspanne t_q haben sich die Temperaturen der Elektronen und Ionen q angeglichen. Die zeitliche Änderung der Elektronentemperatur ist

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{T_i - T_e}{t_q} \quad (4.7a)$$

Die Austauschzeit t_q hängt von Elektronendichte und -temperatur ab (Spi 61). Für die Verhältnisse dieses Experiments ergibt sich:

$$t_q = \frac{n_c}{n_e \ln \Lambda_c} \left(\frac{k_B T_e}{eV} \right)^{3/2} \cdot 3.1 \cdot 10^{-11} \text{ s} \quad (4.7b)$$

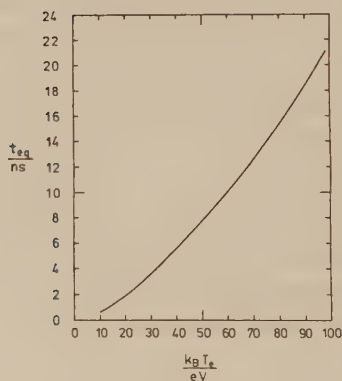


Abb. 4.2: Energieaustauschzeit t_q als Funktion der Elektronentemperatur, $n = 0.16 \text{ nC}$

Der Coulomblogarithmus $\ln \Lambda_C$ wird im Rahmen dieser Arbeit durchweg konstant $\ln \Lambda_C = 9$ gesetzt. Den Verlauf der Austauschzeit für verschiedene Elektronentemperaturen und eine Dichte von 0.16 n_C , die den Verhältnissen dieses Experiments entspricht, zeigt Abb. 4.2. Wegen des Massenverhältnisses $m_e/m_i (=1836)$ wurde hierbei Wärmeleitung der Ionen nicht berücksichtigt. Ein Gradient in der Ionentemperatur besteht nahezu nicht.

Im Zusammenhang mit der Aufheizung der Ionen steht vor allem die Frage, ob und in welchem Maße Ionen während der Bestrahlung durch die Pumpwelle das Wechselwirkungsvolumen verlassen können, und ob das Plasma zwischen zwei Einzella-serpulsen (Abstand: 17 ns, s.o.) seine Anfangsparameter wieder annimmt. Wenn Ionen das Wechselwirkungsvolumen verlassen, so würde das eine Verletzung der Bedingungen bedeuten, die für die theoretische Betrachtung (Abschn. 2) gestellt wurden, nämlich, daß die Plasmadichte während der Laserbestrahlung konstant bleibt. Es ist wünschenswert, ein Simulationsmodell zur Verfügung zu haben, mit dem der Einfluß der Laserbestrahlung auf die Plasmabedingungen abgeschätzt werden kann. Gellert und Handke haben für die Wechselwirkung von Laserstrahlung mit einem Plasma ein Heizmodell aufgestellt und ein Rechnerprogramm entwickelt, das die zeitliche Entwicklung der verschiedenen Parameter zu verfolgen erlaubt (Details sind beschrieben in GelH 83 und Han 82). Ausgegangen wird dabei von der Elektronen- und Ionentemperatur sowie der Dichte des Targetplasmas zu Beginn der Laserbestrahlung. Dann werden die Parameter für einen Zeitpunkt $t+\Delta t$ berechnet, die wiederum als Startwerte für den nächsten Schritt der Iteration dienen ($\Delta t \approx 10 \text{ ps}$). Zugrundegelegt ist dem Modell die klassische Wärmeleitung. Die Wechselwirkungsgeometrie wird als Zylinder mit dem Durchmesser p angenommen, in dessen Längsachse sich die linienförmige Wärmequelle befindet (Abb. 4.3).

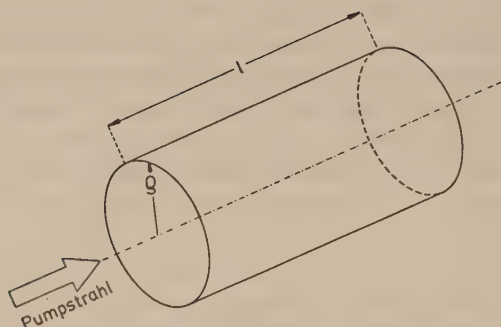


Abb. 4.3: Geometrie des Wechselwirkungsvolumens, wie sie im Heizmodell von Gellert und Handke (GelH 83) vorausgesetzt wird

Es wird bei der Betrachtung der Wärmeleitung nur der Wärmefluß radial durch die Mantelfläche des Zylinders berücksichtigt, nicht jedoch der Fluß durch die Deckflächen. Dies ist berechtigt, weil Temperaturgradienten parallel zur Einstrahlrichtung der Pumpwelle so gut wie nicht auftreten (nach Handke: 2 eV/mm). Elektronen-Ionenstöße werden als Verlustmechanismen ebenfalls berücksichtigt. Seine Grenzen erreicht das Modell, sobald die Laserpulse so lang werden, daß die Ionen während der Bestrahlung das Wechselwirkungsvolumen verlassen können, sich also die Dichte ändert. Eine notwendige Bedingung für die Gültigkeit des Modells ist somit:

$$0 < \tau \leq 2\rho / v_i \quad (4.8)$$

τ : Halbwertszeit (FWHM) des Laserpulses

ρ : Radius des Wechselwirkungsvolumens

v_i : Thermische Geschwindigkeit der Ionen

Damit ist die Grenze des Modells für dieses Experiment festgelegt: Sie liegt für die Wechselwirkung eines einzigen Pumpstrahls mit dem Plasma bei $\tau \approx 3.4$ ns für eine Pumpleistung von 100 MW. Diese Werte wurden durch Rechnungen nach dem Heizmodell von Handke und Gellert ermittelt.

Lange Einzelpulse entstehen in diesem Experiment vor allem durch Fehlanpassungen des Masteroszillators an die Verstärkerstufe, müssen jedoch wegen der kleinen Trefferquote unter Umständen auch zur Auswertung herangezogen werden. Zudem können Pulszüge auftreten, deren Einzelpulse zwar genügend kurz sind, denen aber ein näherungsweise gaußförmiger Untergrund von etwa 100 ns Halbwertsbreite überlagert ist. Solche Pulszüge entstehen zumeist dann, wenn Masteroszillator und Verstärkerstufe schlecht synchronisiert sind.

Für solche Fälle, in denen das Heizmodell von Handke und Gellert nicht gilt, muß versucht werden, das Problem unter Berücksichtigung nichtstationärer Dichte analytisch anzugehen. Eine Möglichkeit der Lösung wurde von Henkel (Hen 85) aufgezeigt. Dabei wird von einer vollständigen Beschreibung ausgegangen, die auf die Lösung eines Systems von drei gekoppelten (nichtlinearen) Differentialgleichungen hinausläuft. Es sind dies neben der Energiebilanzgleichung die Kontinuitätsgleichung (Erhaltung der Masse) und die Bewegungsgleichung der Teilchen. Es konnte von Henkel gezeigt werden, daß auf die Bedingungen dieses Experiments anwendbare analytische Lösungen existieren (Methode der "selbstähnlichen Lösungen").

Für die Bedingungen dieses Experiments wurde durch Rechnungen nachgewiesen, daß die Länge der Laserpulse für die auftretenden Bestrahlungsstärken eine Behandlung der Aufheizung nach dem Heizmodell von Handke und Gellert gerade noch zuläßt.

4.2. Erweiterung auf zwei Pumpstrahlen (DSBS)

Es wird nun untersucht, ob die Betrachtungen des vorigen Abschnitts auch dann gelten, wenn zwei Pumpstrahlen mit dem Plasma wechselwirken. Gegenüber den Überlegungen in Abschnitt 4.1 ergeben sich folgende Unterschiede:

- Das Wechselwirkungsvolumen wird von zwei Pumpwellen gleicher Leistung durchstrahlt, so daß die Gesamtleistung doppelt so groß ist wie im Falle der SBS. Daher ist eine höhere Elektronen- und Ionentemperatur zu erwarten.
- Die beiden Pumpwellen kreuzen sich im Wechselwirkungsvolumen. Es muß geklärt werden, ob die zeitliche und räumliche Entwicklung von T_e und T_i zu berücksichtigen ist, die dadurch zustandekommt, daß sich Wärmewellen aus beiden Pumpstrahlen durchdringen.

Mit einer modifizierten Version des Rechnerprogramms von Gellert und Handke wurden die interessierenden Parameter für die in diesem Experiment stets eingestellte Dichte des Targetplasmas von $n = 0.16 n_c$ und eine Temperatur des unbestrahlten Plasmas von $k T_e = k T_i = 10 \text{ eV}$ berechnet. Dabei wurde die Aufheizung durch beide Pumpstrahlen ebenso berücksichtigt wie eine Vergrößerung des Wechselwirkungsvolumens, die durch das Profil der Pumpstrahlen zustandekommt (siehe Abschnitt 5). Besonderes Augenmerk wurde auf die Frage gerichtet, wie sich die Parameter für kleine bis mittlere Bestrahlungsstärken (Schwellwert der SBS bzw. DSBS) und Laserpulsdauern zwischen 2.0 ns und 3.4 ns verhalten. Dies sind Pulslängen, wie sie typischerweise mit dem verwendeten CO_2 -Lasersystem erreicht werden. Abbildung 4.4 zeigt Ergebnisse der Rechnungen. Elektronen- und Ionentemperatur steigen schon dann deutlich an, wenn der Pumpimpuls nur 3 % seiner Maximalleistung erreicht hat. Die Ionentemperatur ist stets kleiner als die Elektronentemperatur und erreicht ihr Maximum erst, nachdem das Maximum der Elektronentemperatur bereits

überschritten ist. Falls die Pumppulse eine Halbwertsbreite von bis zu 2.5 ns haben, stellen sich bis zum nächsten Einzelpuls (nach 17 ns) die Anfangswerte von T_e und T_i wieder ein. Die Rechnungen nach dem Heizmodell ergeben folgende Maximalwerte von T_e und T_i bei einer Maximalleistung von 50 MW pro Pumpstrahl:

Anzahl der Pumpwellen	Pulsdauer (FWHM) ns	$k_B T_e$ (max) eV	$k_B T_i$ (max) eV
1	2.0	52.7	26.6
1	3.4	53.7	38.4
2	2.0	62.6	28.0
2	3.4	62.9	35.8

Tab. 4.1: Maximalwerte von Elektronen- und Ionentemperatur nach dem Heizmodell von Gellert und Handke (GelH 83) für $n = 0.16 n_c$ und Anfangswerte für die Temperatur des unbestrahlten Plasmas von $T_{e,0} = T_{i,0} = 10$ eV

Um zu beurteilen, wie schnell sich die Wärmewellen aus beiden Pumpstrahlen über das gemeinsame Wechselwirkungsvolumen ausbreiten, wurde der zeitliche Verlauf der $(1/e^2)$ -Länge der Elektronen- und Ionentemperatur betrachtet. Aus den Rechnungen zum Heizmodell folgt, daß die $(1/e^2)$ -Längen bereits 10 ps nach Einsetzen der Laserbestrahlung ein Vielfaches des Wechselwirkungsdurchmessers erreichen. Außer in diesen ersten 10 ps steigt somit die Temperatur an jedem Punkt des Wechselwirkungsvolumens gleichmäßig an. Die Ausbreitung der Wärmewellen über das Wechselwirkungsvolumen wird daher nicht berücksichtigt.

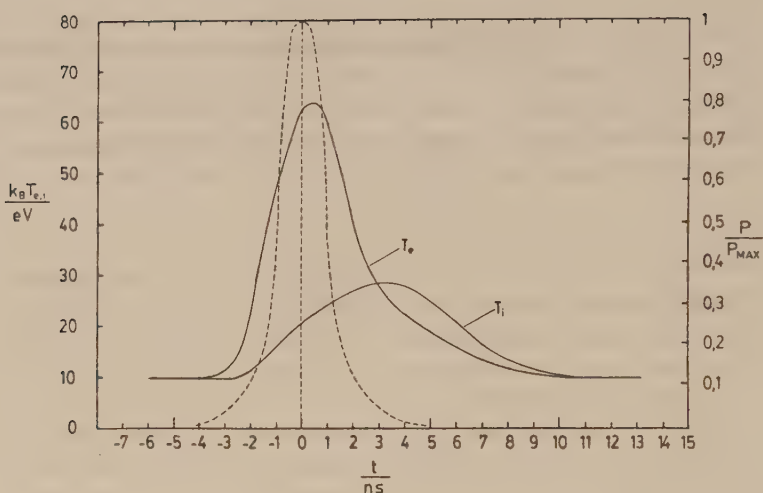


Abb. 4.4: Verlauf von Elektronen- und Ionentemperatur bei der Wechselwirkung zweier Pumpstrahlen mit dem Plasma. $\tau = 2$ ns (FWHM) und $P = 50$ MW für jeden der beiden Pumpstrahlen. Gestrichelt eingezeichnet ist die Lage des Pumppulses. Die rechte Ordinate gibt die relative Höhe des Pumppulses an. Der Nullpunkt der Zeitskala bezieht sich auf das Leistungsmaximum des Pumppulses.

Die Betrachtungen dieses Abschnitts zeigen, daß gerade bei Einstrahlung zweier Pumpwellen in das Targetplasma untersucht werden muß, inwiefern die Laserbestrahlung die Plasmaparameter ändert. Besondere Bedeutung gewinnt diese Tatsache dadurch, daß die Emission des Lasersystems aus einer Folge von Einzelpulsen besteht. Jeder dieser Einzelpulse kann Streuung bewirken, sofern die Schwellwertbestrahlungsstärke überschritten wird. Trifft ein Puls in ein vom vorhergehenden Einzelpuls vorgeheiztes Plasma, so ändern sich die Schwellwertbedingungen, was zu Fehlinterpretationen von Rückstreuemessungen führen kann (s. Abschn. 5).

5. Verlauf der Messungen und Ergebnisse

5.1. Meßverfahren

Es wurde dafür gesorgt, daß die experimentellen Bedingungen so weit wie möglich den Voraussetzungen der Silinschen Theorie entsprechen. Von ihr wird ein ausgedehntes Plasma gefordert, auf das unter einem Winkel θ zum Dichtegradienten eine ebene Pumpwelle einfällt und an der kritischen Schicht des Plasmas reflektiert wird. Dadurch überlagern sich in einem gewissen Plasmavolumen de facto **zwei** Pumpwellen (s.o.). Es stellt sich die Frage, wie dies in unserem Targetplasma zu realisieren ist, das zwar in großen Bereichen homogen in Temperatur und Dichte ist, aber eben nirgends die kritische Dichte erreicht. Wohl können aufgrund der Daten der z-Pinch-Anlage (Heu 83) Plasmen mit für CO_2 -Strahlung weit überkritischer Dichte erzeugt werden, doch wäre unter solchen Bedingungen der Vergleich mit früheren Untersuchungen anderer Autoren (Han 82, Gel 82, Riz 83) schwierig, deren Ergebnisse durchweg für ein unterkritisch dichtes Targetplasma gelten.

Aus diesem Grund wurde die Dichte unterkritisch gelassen und die Reflexion der Pumpwelle an der kritischen Schicht simuliert. Dazu wurde der CO_2 -Laserstrahl außerhalb des Pinchgefäßes in zwei Teilstrahlen geteilt, die jeweils über eigene Umlenkspiegel und Linsen in das Targetplasma fokussiert wurden. Wenn in der Folge von Pumpstrahlen die Rede ist, so sind darunter diese beiden Teilstrahlen zu verstehen. Der Einfallswinkel auf die gedachte kritische Schicht ist damit durch die geometrischen Verhältnisse der z-Pinch-Anlage vorgegeben: für die Fokussierung eines zweiten Pumpstrahls stehen nur noch zwei Eintrittsöffnungen senkrecht zur Richtung des ersten Pumpstrahls zur Verfügung. Diese Geometrie wurde aus den bereits erwähnten Gründen (Symmetrie der Pinchentladung) nicht geändert. Die Justierung konnte also nur so erfolgen, daß sich die beiden Pumpstrahlen im Plasma

im rechten Winkel schneiden. Dies entspricht einem Einfallswinkel von $\theta = 45^\circ$ auf die gedachte kritische Schicht (Abb. 5.1).

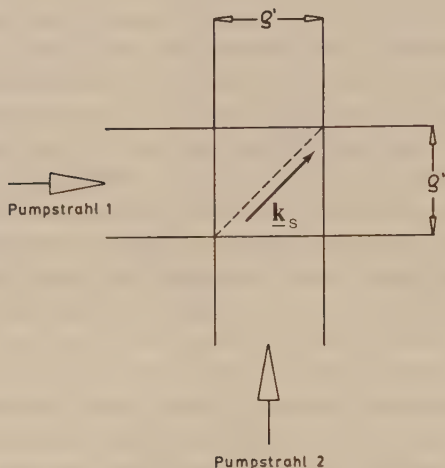


Abb. 5.1: Wechselwirkungsgeometrie mit zwei Pumpstrahlen.
Die simulierte kritische Schicht ist gestrichelt eingezeichnet.

Die Projektion des Wechselwirkungsvolumens auf die Zeichenebene ist ein Quadrat, sofern man von der allmählichen Aufweitung des Strahls außerhalb der Strahltaile absieht. Dies ist berechtigt, weil die Rayleighlänge, die charakteristische Länge für die Aufweitung des fokussierten Pumpstrahls, weit größer als die Länge des Wechselwirkungsvolumens ist. Der k -Vektor der ionenakustischen Welle liegt parallel zu der gedachten kritischen Schicht. Aus der Konstruktion der k -Vektoren (Abb. 2.7) ist ersichtlich, daß die Stokeswelle, die durch Streuung einer der beiden Pumpwellen zustandekommt, genau entgegengesetzt zur jeweils anderen Pumpwelle läuft. In diesem Sinne ist die

"Rück"streuung, die bei jeder Pumpwelle beobachtet wird, tatsächlich Seitwärtsstreuung, die von der anderen Pumpwelle ausgeht. Im Zusammenhang mit DSBS wird daher im folgenden stets von Streuung statt von Rückstreuung gesprochen, obwohl die Streuung jeweils in Rückwärtsrichtung einer Pumpwelle beobachtet wird.

In der Theorie der DSBS wird die Dämpfung der elektromagnetischen Wellen vernachlässigt (s. Gl. 2.73 - 2.75). Die Amplitude der Pumpwelle nimmt nur dadurch ab, daß die Pumpwelle auf ihrem Weg bis zur kritischen Schicht an der Ionenschallwelle gestreut wird. Ähnliche Verhältnisse liegen auch in diesem Experiment vor, mit dem Unterschied, daß die zweite Pumpwelle von außen eingestrahlt wird. Die Weglängen beider Pumpstrahlen vom Plasmarand bis zum Zentrum sind jedoch gleich, und so nehmen die Amplituden beider Pumpwellen vom Eintritt in das Wechselwirkungsvolumen bis zur gedachten kritischen Schicht in gleichem Maße durch Streuung ab. Amplitude und Richtung der zweiten Pumpwelle entsprechen tatsächlich den Verhältnissen, wie sie nach der Reflexion an einer gedachten kritischen Schicht bestünden.

Es muß daher experimentell dafür gesorgt werden, daß beide Pumpstrahlen vor dem Eintritt in das Targetplasma dieselbe Intensität haben. Dies kann mit unterschiedlichen Mitteln erreicht werden:

(1) Der CO_2 -Laserstrahl wird mit einer Strahlteilerplatte geteilt. Vorteil dieser Methode ist, daß das Strahlprofil in beiden Teilstrahlen gleich ist, also in erster Näherung einen Ring bildet. Mit den zur Verfügung stehenden Strahlteilerplatten war es jedoch nicht möglich, eine Aufteilung der Intensität auf die beiden Pumpstrahlen im Verhältnis 1:1 zu erreichen. Speziell zu diesem Zweck käufliche Strahlteiler erwiesen sich unter anderem wegen des großen Strahldurchmessers (10 cm) als zu teuer. Wird Wert auf gleiches Profil beider Pumpstrahlen gelegt, so muß die Asymmetrie der Inten-

sitätsverteilung korrigiert werden. Dies geschieht dadurch, daß der durch den Strahlteiler hindurchtretende Strahl definiert abgeschwächt wird, bevor er in das Plasma fokussiert wird. Damit ergeben sich jedoch neue Schwierigkeiten. Eine liegt in den zur Abschwächung benutzten Kunststoffolien. Sie haben keine optische Qualität und verzerren die Phasenfronten der Pumpwelle. Darüberhinaus ist keine kontinuierliche Abschwächung möglich. Eine zweite Schwierigkeit ergibt sich daraus, daß bei der Konfiguration mit einem abgeschwächten und mit einem am Strahlteiler reflektierten Pumpstrahl die Laserleistung entsprechend erhöht werden muß, um den Schwellwert für DSBS zu überschreiten.

(2) Der Strahl kann auch mit einem Schneidespiegel geteilt werden. Dabei wird eine Hälfte des Laserstrahls durch einen zu 100 % reflektierenden Planspiegel ausgekoppelt (Abb. 5.2). Falls die Intensität gleichmäßig auf das Ringprofil verteilt ist und genau die Hälfte des Rings ausgekoppelt wird, haben beide Pumpstrahlen die gleiche Intensität. Allerdings ist bei der Fokussierung des Strahls der Querschnitt der Strahltaile nun nicht mehr eine Kreis- sondern (angenähert) eine Ellipsenfläche. Der Grund dafür liegt in der unterschiedlichen Länge und Breite des Strahlprofils. In der Richtung, in der das Strahlprofil die kleinere Ausdehnung hat, verbreitert sich die Strahltaile aufgrund der Beugung. Auf die Größe der Strahltaile im diesem Fall wird später noch genauer eingegangen.

Die Untersuchungen zur DSBS wurden bis auf wenige Ausnahmen mit den beiden Pumpstrahlen durchgeführt, die durch Teilung des Hauptstrahls mit dem Schneidespiegel entstehen.

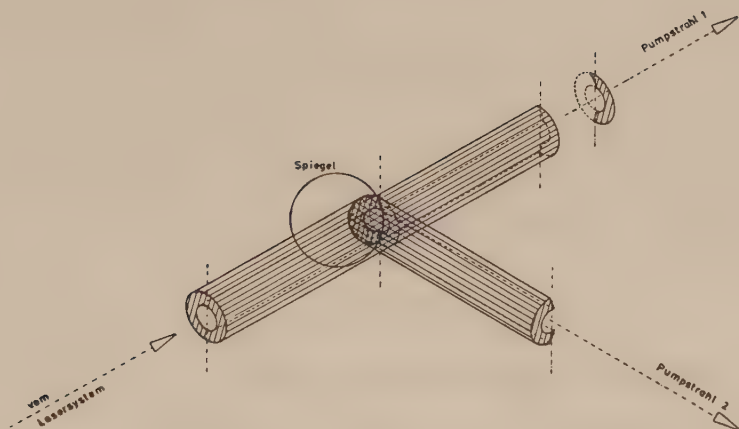


Abb. 5.2: Strahlteilung mit einem runden Schneidespiegel

Da die Messungen dieser Arbeit auch eine Erweiterung der SBS-Untersuchungen von Gellert und Handke darstellen, wurde zunächst stichprobenartig überprüft, ob sich die Resultate dieser Autoren auch mit dem geänderten Versuchsaufbau und mit dem halbringförmigen Intensitätsprofil des Pumpstrahls bestätigen lassen, mit dem die Messungen dieser Arbeit durchgeführt wurden. Außerdem waren die Laserpulse, bedingt durch den Neuaufbau des Masterszillators, länger als bei früheren Untersuchungen. Es ist allerdings nicht Aufgabe dieser Arbeit, den gesamten Bereich der SBS vom Schwellwert an bis zur Manley-Rowe-Grenze von nahezu 100 % Rückstreuung abzudecken. Aus diesem Grund wurden Messungen der SBS (ein Pumpstrahl, halbringförmiges Intensitätsprofil) bei etwa 10 % bis 30 % Rückstreuung vorgenommen. Es wurde die rückgestreute Leistung als Funktion der Bestrahlungsstärke des Pumpasers und gleichzeitig bei jedem Schuß die spektrale Verteilung

der gestreuten Strahlung untersucht. In weiteren Meßreihen wurden danach die entsprechenden Untersuchungen mit zwei Pumpwellen durchgeführt. Die Dichte des Targetplasmas betrug bei allen Messungen $n = 0.16 n_c$. Vor jeder Meßreihe wurde durch eine Nachjustierung sichergestellt, daß der Pumpstrahl in das Zentrum der Plasmasäule trifft. Außerdem wurde immer wieder überprüft, daß alle Strahlen zentral durch die Linsen und Strahlteiler treten und nicht teilweise abgeschattet werden. Dies ist Voraussetzung für quantitative Aussagen über das Verhältnis von eingestrahelter zu gestreuter Leistung.

5.2. Messungen mit einer Pumpwelle (SBS)

5.2.1. Relative Rückstreuung P_{SBS}/P_0 als Funktion der Bestrahlungsstärke

Die Bestrahlungsstärke P_0/A läßt sich nicht direkt messen, sondern muß aus der Leistung der Pumpwelle P_0 und der Größe der bestrahlten Fläche A ermittelt werden. Die Leistung P_0 wurde mit Hilfe des Detektors D2 (s. Abb. 3.11) bestimmt.

Um die Größe von A zu erhalten, geht man von der Fokussierung eines Gaußschen Strahlenbündels aus, wie sie in der Literatur (z.B. Sie 71, S. 314 ff) beschrieben ist.

Die Geometrie ist rotationssymmetrisch um die optische Achse. Als Strahlradius wird diejenige Entfernung $w/2$ von der Achse bezeichnet, bis zu der die Intensität auf den $(1/e^2)$ -Anteil des Maximalwerts abfällt. Aufgrund der Beugung an der Austrittsöffnung des Lasersystems breitet sich der Strahl mit dem Divergenzwinkel θ_D aus. Der Divergenzwinkel hängt von der Wellenlänge der Strahlung und dem Durchmesser d_0 der Austrittsöffnung ab. Für den Fall, daß ein Strahl mit

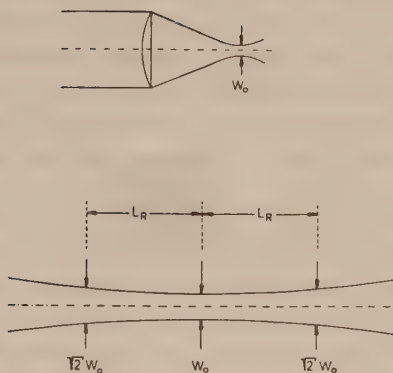


Abb. 5.3: Fokussierung eines Gaußschen Strahlenbündels

w_0 : Weite der Strahltaille

L_R : Rayleigh-Länge

ringförmigen Profil fokussiert wird, lautet der entsprechende Zusammenhang:

$$\theta_D = \frac{\lambda}{\pi d_0} \quad (5.1)$$

Daraus folgt für die kleinste Fläche, auf die der Strahl mit einer Linse der Brennweite f bei beugungsbegrenzter Divergenz fokussiert werden kann:

$$A_{\text{MIN}} = \pi (\theta_D f)^2 \quad (5.2)$$

Für die Bedingungen dieses Experiments mit $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ und $f = 1.50 \text{ m}$ liegt die Größe der Fläche bei $3.1 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$. Bei der Fokussierung eines Laserstrahls mit halbringförmigem

Intensitätsprofil ist der Querschnitt der Strahltaile nicht kreisförmig. In der Richtung, in der das Strahlprofil die kleinere Ausdehnung hat (AA', s. Abb. 5.4), ist der Beugungswinkel größer und somit die Strahltaile verbreitert. Die Größe der Strahltaile wurde bestimmt, indem auf einer zur Justierung der beiden Pumpstrahlen auf die Mitte der Pinchachse benutzten Halterung ein Abbrand auf Polaroidpapier erzeugt und vermessen wurde. Dabei wurde der Laserstrahl so abgeschwächt, daß gerade noch eine Abbrandspur auf dem Polaroidpapier sichtbar war und dieser Abbrand seine minimale Ausdehnung hatte. Abb. 5.4a zeigt eine Vergrößerung des Abbrandflecks. Wegen der Neigung der Justierhalterung von 45° gegen die Pumpwellenachse (die Halterung ist um diesen Winkel geneigt, um beide Pumpstrahlen auf dasselbe Polaroidpapier fokussieren zu können) erscheint der Abbrandfleck um den Faktor $\sqrt{2}$ verbreitert. Wenn dies berücksichtigt wird, so ergibt sich eine durch das unsymmetrische Strahlprofil bewirkte Verbreiterung von etwa einem Faktor 2 in Richtung AA'. Die Strahltaile hat also einen ellipsenförmigen Querschnitt, wobei das Längenverhältnis der Halbachsen bei etwa 1:2 liegt (a:b = 200 μm :100 μm).

Aus den Abbrandaufnahmen kann zwar die Größe der Strahltaile, nicht aber die Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt ermittelt werden. Aus diesem Grund wurde die Strahltaile vergrößert auf das Target der Pyricon-Kamera abgebildet (Laserstrahl um den Faktor 10^7 abgeschwächt). Die Intensität längs zweier Schnitte (AA' und BB', s. Abb. 5.4) ist in Abb. 5.4b aufgetragen. Es ergeben sich keine drastischen Abweichungen von einem Gaußprofil.

Die Vergrößerung der bestrahlten Fläche im Plasma wurde bei der Auswertung der Rückstreuemessungen und bei den Rechnungen zur Aufheizung des Plasmas durch die Lasereinstrahlung (s.o.) berücksichtigt. Da das Heizmodell einen kreisförmigen Querschnitt des Wechselwirkungsvolumens voraussetzt, der nach

den vorigen Betrachtungen bei diesem Experiment jedoch elliptisch ist, wurde bei den entsprechenden Rechnungen als Wechselwirkungsradius stets der Radius des flächengleichen Kreises eingesetzt.

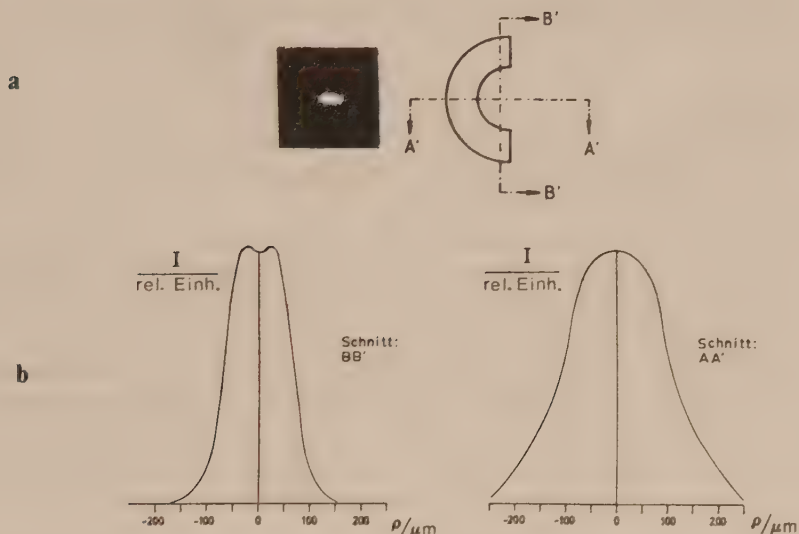


Abb. 5.4: Strahltaille bei Fokussierung des Pumpstrahls mit halbringförmigem Intensitätsprofil

a) Abbrandaufnahme (Strahl um den Faktor 6000 abgeschwächt); rechts zum Vergleich die Lage des Strahlprofils

b) Intensitätsprofile, die durch die vergrößerte Abbildung der Strahltaille auf das Target der Pyricon-Kamera gewonnen wurden

Zunächst wurde die Rückstreuleistung als Funktion der Bestrahlungsstärke bei einer Pumpwelle gemessen. Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abb. 5.5 dargestellt und mit denen von Handke verglichen.

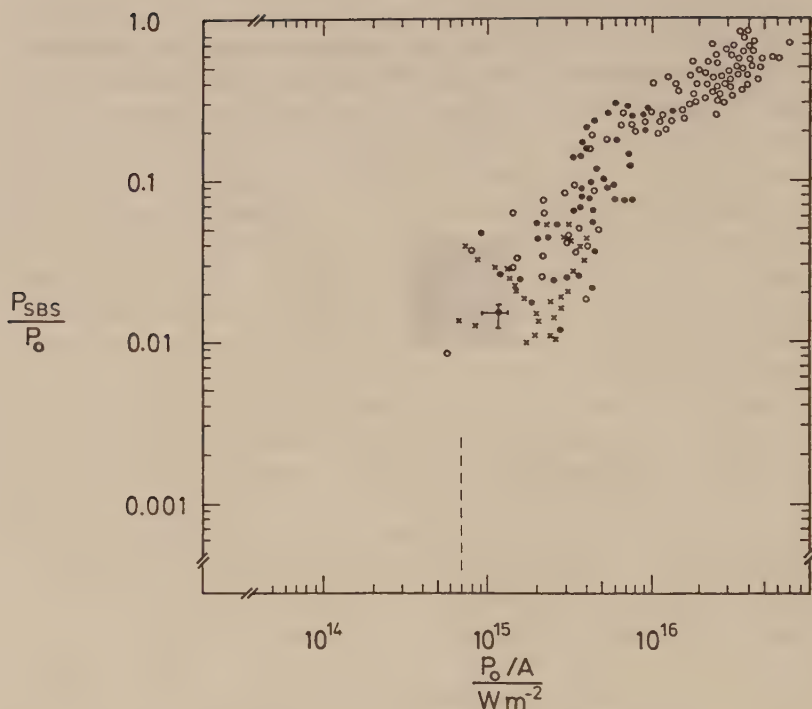


Abb. 5.5: Vergleich der gemessenen relativen Streuung P_{SBS}/P_0 als Funktion der Bestrahlungsstärke bei einer Pumpwelle mit den Ergebnissen von Handke ($n = 0.16 n_c$)
 o: Handke (Han 82, S. 75)
 ●: diese Arbeit, mit Photon-Drag-Detektor PD 80
 ×: diese Arbeit, mit pyroelektrischem Detektor AD209

Die Ergebnisse beider Messungen stimmen im Rahmen der Fehlergrenzen überein, und das, obwohl bei Handke die Pumpwellenpulse kürzer waren (etwa 2.5 ns gegenüber 3 ns bis 4 ns in dieser Arbeit). Zudem konnte in dieser Arbeit unterhalb einer Bestrahlungsstärke von etwa $7 \cdot 10^{14} W/m^2$ keine Rückstreuung mehr nachgewiesen werden. Dieser Wert liegt etwas höher als

der von Handke, der bei den entsprechenden Untersuchungen allerdings empfindlichere Detektoren einsetzte. Offenbar wird sowohl der Schwellwert als auch der weitere Verlauf der SBS-Rückstreuung im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht wesentlich von den längeren Pumppulsen beeinflusst. Auch das halbringförmige Strahlprofil bewirkt im Rahmen der Fehlergrenzen keine signifikante Änderung des Schwellwerts gegenüber den Ergebnissen von Handke.

5.2.2. Spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung

Eines der Kriterien, die der Theorie zufolge eine Unterscheidung zwischen SBS und DSBS ermöglichen, ist die spektrale Verteilung der rückgestreuten Strahlung (s. Abschn. 2). Für eine Absolutbestimmung der Frequenzverschiebung zwischen Pump- und Stokeswelle mußte der verwendete Infrarot-Polychromator kalibriert werden. Dies geschah mit einem kontinuierlich emittierenden CO₂-Lasers (s. Abschn. 3). Zur Kalibrierung wurden die Linien der beiden Übergänge P(18) und P(20) benutzt ($\lambda = 10.57 \mu\text{m}$ und $10.59 \mu\text{m}$).

Den Spektren ist ein Untergrund überlagert, der in der Mitte des Pyricontargets am höchsten ist und radial nach außen abfällt. Diese unerwünschte Eigenschaft des Targets führt dazu, daß alle Linien zur Targetmitte hin verschoben erscheinen. Für eine möglichst genaue Auswertung mußte deshalb jedes Spektrum nach folgendem Verfahren korrigiert werden:

Vor jeder Messung wurde die scheinbare Wärmeverteilung des unbelichteten Pyricon-Targets digitalisiert und in einen der beiden Bildspeicher des IRSA-Systems geladen. Der zweite Bildspeicher nahm die Meßsignale mit Untergrund auf. Die Inhalte beider Bildspeicher wurden zum Datenerfassungsrechner übertragen, mit dem dann der Untergrund vom Spektrum subtrahiert wurde (Abb. 5.6).

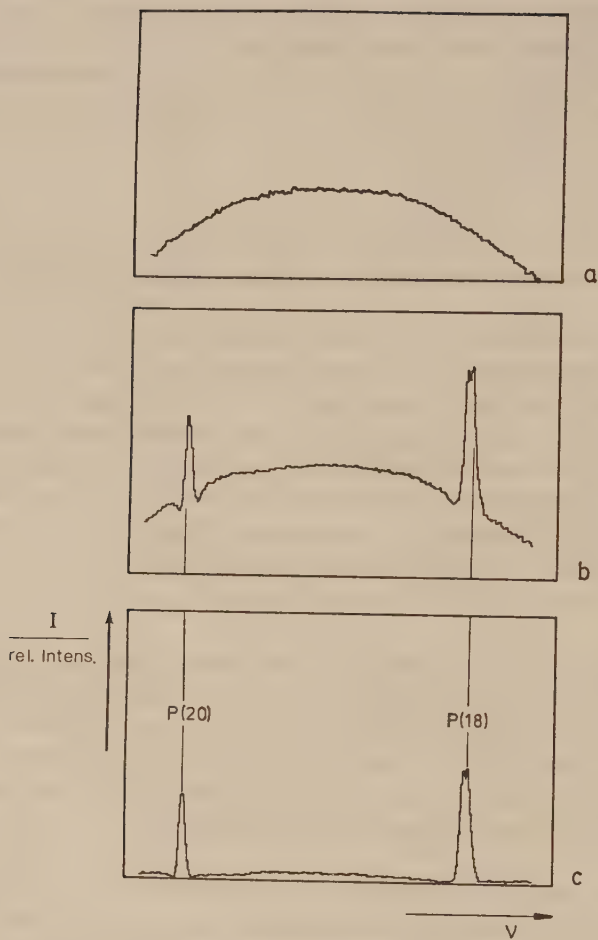


Abb. 5.6: Kalibrierung des Infrarotpolychromators (IRSA)

Oben: Untergrund

Mitte: Originaldaten (mit Untergrund)

Unten: Korrigiertes Spektrum

Der Eintrittsspalt des Polychromators war bei diesen Messungen 200 μm breit. Zusammen mit dem Apparateprofil ergab sich eine Breite der P(20)-Linie von 2.2 GHz (FWHM).

Abb. 5.7 zeigt ein SBS-Rückstreuungsspektrum dieser Meßreihe. Es wurde aus zwei Einzelspektren zusammengesetzt, von denen das eine ohne und das andere mit Plasma aufgenommen wurde. Im ersten Fall wurde die Reflexion der Pumpwelle am SBS-Simulationsspiegel (siehe Abb. 3.11) auf den Eintrittsspalt des Polychromators fokussiert, ohne die Pinchentladung zu zünden. Auf diese Weise erhält man ein Vergleichssignal der unverschobenen P(20)-Strahlung. Die Höhe beider Signale ist nicht miteinander zu vergleichen, da die Pumpwellenstrahlung gegenüber der SBS definiert abgeschwächt ist. Es fällt auf, daß die SBS-Linie breiter als die P(20)-Linie ist. Dieser Effekt zeigte sich bei nahezu allen Messungen. Die Frequenz der Stokeswelle ist um

$$\Delta\nu = 17 \text{ GHz } (\pm 5 \%)$$

niedriger als die der Pumpwelle, die Wellenlänge ist also rotverschoben. Eine kleinere Rotverschiebung wurde bei Bestrahlung des Plasmas mit einer Pumpwelle in keinem Fall festgestellt. Diese Resultate sind konsistent mit denen von Handke. Es zeigt sich auch hier keine signifikante Änderung der Ergebnisse, die aus der gegenüber Handkes Messungen leicht verlängerten Laserpulsdauer und dem halbringförmigen Strahlprofil herrühren könnten.

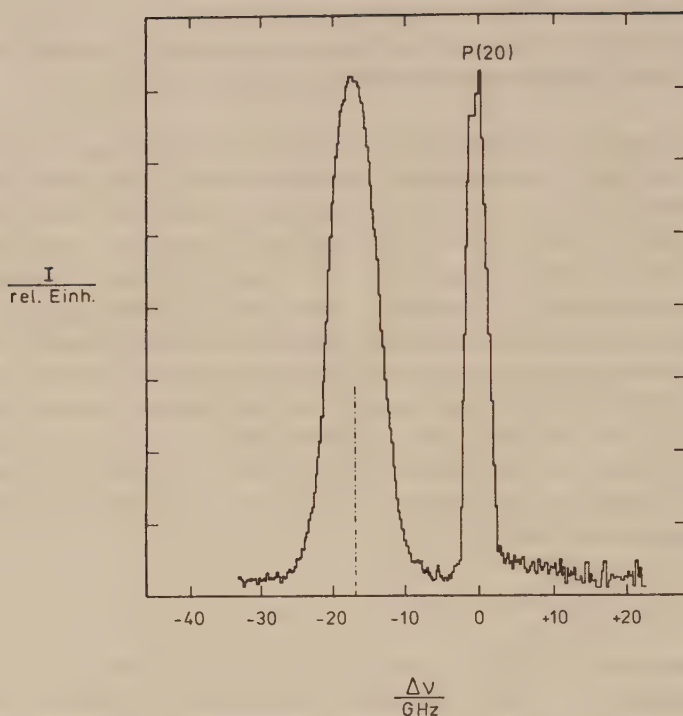


Abb. 5.7: Typisches SBS-Spektrum bei etwa 20 % Rückstreuung
Die Frequenzverschiebung der Stokeslinie beträgt
17 GHz

5.3. Messungen mit zwei Pumpwellen (DSBS)

Bereits bei den SBS-Rückstreuemessungen (1 Pumpstrahl; s.o.) zeigte sich eine verhältnismäßig große Streuung der Meßwerte, die auch schon bei Handke' (Han 82) auftrat. Auch die Verbreiterung der Rückstreulinien wurde bereits von anderen Autoren

beobachtet (Han 82, Riz 83). Die Ursache der Meßwertstreuung liegt darin, daß das Niveau der Dichtefluktuationen, von dem aus die Ionenschallwelle anwächst, nicht bei jedem Schuß exakt das gleiche ist. Wenn man berücksichtigt, daß die ionenakustischen Wellen aus dem thermischen Rauschen heraus um acht bis zehn Zehnerpotenzen verstärkt werden, so ist verständlich, daß auch eine sehr kleine Änderung der (Anfangs-) Rauschamplitude zu einer beträchtlichen Streuung der Meßwerte führen kann.

Die Plasmasäule hat sicher nicht bei jeder Pinchentladung die ideale Form eines Zylinders mit glatter Oberfläche. Besonders gegen Ende der Entladung besteht die Gefahr, daß die äußere Zone der Plasmasäule durch eine Flute-Instabilität (siehe Che 84, S. 218) "geriffelt" wird. Denkbar ist, daß durch eine solche Veränderung die optischen Eigenschaften der Randzone derart beeinflußt werden, daß die Strahltaillen beider Pumpstrahlen trotz guter Justierung beim Plasmaschuß unter Umständen nur teilweise oder gar nicht mehr zusammenfallen. In einem solchen Fall wären Fehlinterpretationen bei den Messungen mit zwei Pumpstrahlen unausweichlich. Zur Auswertung wurden daher nur solche Schüsse benutzt, bei denen die Pumpwelle kurz (etwa 50 ns) vor dem Maximum der Dichte noch in die Kompressionsphase des Plasmas traf (s. Abb. 3.4). Es wurde beobachtet, daß dann die Bedingungen für die Entwicklung von SBS oder DSBS besonders günstig sind.

Den größten Erfolg, Änderungen im Verhalten der DSBS gegenüber der SBS festzustellen, verspricht der direkte Vergleich beider Prozesse. Der experimentelle Aufbau gestattet es, eine Messung mit zwei Pumpstrahlen und unmittelbar danach durch Abdecken eines der beiden Pumpstrahlen eine Messung mit nur einem Pumpstrahl durchzuführen. Einflüsse von Fehljustierungen, wie sie sich im Zeitraum von einigen Stunden einstellen können (etwa durch thermische Effekte), sowie von Schwankungen des Fülldrucks werden sich

so von einem Schuß zum nächsten nicht wesentlich bemerkbar machen.

Die Idee ist also, jeweils zwei aufeinanderfolgende Schüsse, einen mit einem (SBS) und den zweiten mit zwei Pumpstrahlen, miteinander zu vergleichen. Dadurch wird allerdings die Trefferhäufigkeit noch geringer, denn es wird die zusätzliche Bedingung eingeführt, daß zwei aufeinanderfolgende Laserschüsse in das geeignete Zeitfenster fallen und gleichzeitig die Wechselwirkungsbedingungen eine Entwicklung von Streuung zulassen. Dennoch wurden alle Messungen in der beschriebenen Weise durchgeführt.

5.3.1. Spektrale Verteilung der gestreuten Strahlung

Eine der Voraussagen der Theorie von Silin besteht in einer gegenüber der SBS verkleinerten Rotverschiebung der rückgestreuten Strahlung bei der DSBS. Bei der Geometrie dieses Experiments folgt für den Einfallswinkel θ auf die simulierte kritische Schicht:

$$\sin \theta = \sin 45^\circ = 0.71 \quad (5.3)$$

Zusammen mit Gleichung (2.83) und den Ergebnissen aus Abschnitt 5.2.2 folgt daraus, daß die erwartete Rotverschiebung bei DSBS

$$\Delta \nu_{\text{DSBS}} = 0.71 \cdot \Delta \nu_{\text{SBS}} \approx 12.1 \text{ GHz} \quad (5.4)$$

beträgt. Diese Verschiebung kann mit dem zuvor beschriebenen Infrarot-Polychromator sicher nachgewiesen werden.

Abb. 5.8 zeigt ein typisches Bild des IRSA-Kontrollmonitors. Die Frequenzachse verläuft in positiver x-Richtung. Der rechte Fleck zeigt die Lage der unverschobenen P(20)-Linie an ($\lambda = 10.59 \mu\text{m}$). Auf der linken Seite sind zwei Stellen

unterschiedlicher Helligkeit zu erkennen, die deutlich getrennt sind. Die linke, schwächere dieser beiden Marken liegt bei $\Delta\nu = - (17 \pm 0.5) \text{ GHz}$, der für SBS charakteristischen Frequenzverschiebung, die rechte hingegen liegt bei $\Delta\nu = - (13.5 \pm 1.5) \text{ GHz}$. Die Frequenzangaben beziehen sich auf die Linienschwerpunkte. Der größere Fehler der zweiten Frequenzangabe beruht auf der größeren Breite

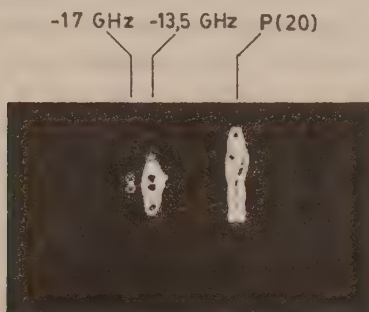


Abb. 5.8: DSBS: Fotografie des IRSA-Monitors (Erklärung im Text)

dieser Linie. Es stellte sich heraus, daß bei Sättigung (d.h.: Überstrahlung) des Pyrricon-Targets die Linien stets verbreitert sind. So ist zunächst unklar, ob die Linienverbreiterung ein echter Effekt ist oder nur durch zu große Intensität auf dem Pyrricon-Target vorgetäuscht wird. Um die Überstrahlung des Targets zu verhindern, wurde der gestreute Strahl abgeschwächt. Jedoch ist auch dann die Frequenzverteilung, gleich ob bei einer oder zwei Pumpwellen, breiter als die P(20)-Vergleichsline. Hinweise hierauf finden sich auch bei Handke (Han 82) und Rizvi (Riz 83).

Bei allen Messungen mit einer Pumpwelle trat die Stokeswelle stets mit einer Rotverschiebung von 17 GHz oder mehr auf. Bei

den Messungen mit **zwei** Pumpwellen dagegen war die Rotverschiebung stets kleiner. Sie lag im Bereich von

$$\Delta\nu = -12.5 \text{ GHz bis } -14.5 \text{ GHz.}$$

Es wurde experimentell nachgewiesen, daß diese Werte für die Streuung beider Pumpwellen gelten.

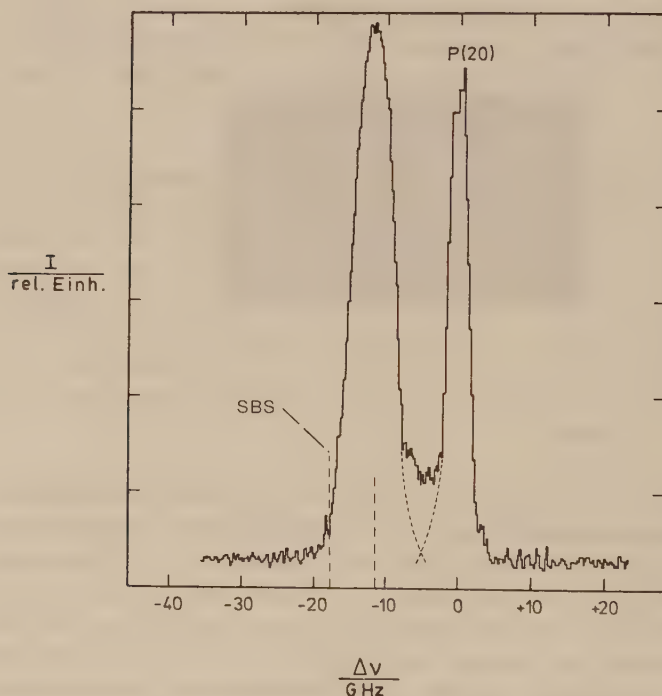


Abb. 5.9: Typisches Streuspektrum bei DSBS

Die Stokeslinie hat eine Halbwertsbreite (FWHM) von 4.2 GHz (Vgl. das SBS-Spektrum in Abb. 5.7)

5.3.2. Relative Streuung als Funktion der Bestrahlungsstärke (Zwei Pumpwellen)

Neben der spektralen Verteilung der gestreuten Strahlung gilt das Interesse vor allem der Bestrahlungsstärke, bei der der Schwellwert für DSBS erreicht wird. Dabei muß zunächst der Begriff der Bestrahlungsstärke definiert werden. Bei SBS wird darunter die Leistung der Pumpwelle dividiert durch die bestrahlte Fläche verstanden (P_0/A , s.o.). Werden jedoch zwei Pumpwellen gleicher Leistung eingestrahlt, so ist in dieser Arbeit unter Bestrahlungsstärke im Sinne der Theorie von Silin stets die Bestrahlungsstärke zu verstehen, die von nur einer der beiden Wellen erzeugt wird. Diese Definition scheint gerechtfertigt durch die Motivation für dieses Experiment: in dem Fall, der von Silin beschrieben ist, wird tatsächlich nur eine einzige Pumpwelle eingestrahlt, während die zweite durch Reflexion an der kritischen Schicht entsteht. Da sichergestellt ist, daß bei diesem Experiment beide Pumpwellen gleiche Intensität haben, wird die relative Streuung stets auf die Leistung der ersten Pumpwelle (P_1) bezogen.

Die Messungen zur Bestimmung des DSBS-Schwellwerts wurden ausschließlich mit den beiden Pumpstrahlen durchgeführt, die durch Teilung des Laserstrahls mit dem Schneidespiegel entstehen. Allerdings muß bei der Bestimmung der Bestrahlungsstärke die Verbreiterung der Strahltaile (s.o.) berücksichtigt werden, die sich bei der Fokussierung des Pumpstrahls mit halbringförmigem Intensitätsprofil ergibt.

Auch die Messungen zur Bestimmung des Schwellwertes wurden in der beschriebenen Weise einer direkten Gegenüberstellung von SBS und DSBS durchgeführt. Über den Schwellwertbereich hinaus wurde der Verlauf der DSBS bis zu etwa 30 % Streuung verfolgt. Als Leistungsdetektor wurde für den oberen Rückstrebereich ein großflächiger Photon-Drift-Detektor mittlerer Empfindlichkeit eingesetzt (PD 80, s.o.). Im Schwellwert-

bereich mußten pyroelektrische Detektoren mit kleiner Fläche benutzt werden, wodurch die Empfindlichkeit um mindestens einen Faktor 10 gegenüber den Photon-Drag-Detektoren gesteigert wurde (zu den Gründen, verschiedene Detektoren einzusetzen: siehe Abschn. 3). Gleichzeitig mit den Leistungsmessungen wurde über die zweite Reflexion an der Keilplatte (BS 3) das Rückstreuungsspektrum aufgenommen.

Ein typisches Signal des Rückstreudetektors zeigt Abb. 5.10. Bedingt durch die Laufzeitverzögerung des Pumpstrahls erscheint die Rückstreuung jeweils vor dem zugehörigen Pumpwellenpuls.

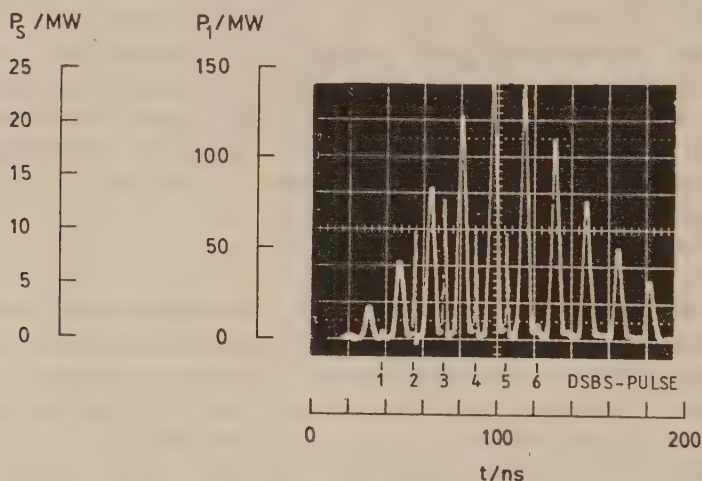


Abb. 5.10: Typisches DSBS-Signal am Rückstreudetektor (Photon-Drag, 80 mV/MW). Der Pumpstrahl ist definiert abgeschwächt, daher sind die Ordinaten für die Streuung (P_S) und die Pumpleistung ($P_1 + P_2$) unterschiedlich.

Es wurde experimentell überprüft, ob die in Abb. 5.10 als DSBS bezeichneten Pulse wirklich von Brillouin-Rückstreuung

aus dem z-Pinch-Plasma stammen. Am Polychromator wurde bei demselben Schuß Strahlung mit der erwarteten Rotverschiebung registriert. Über die zeitliche Lage dieser Strahlung kann allerdings anhand der IRSA-Spektren wegen der integrierenden Eigenschaften des Pyricon-Targets keine Aussage gemacht werden. Sicher ist dadurch nur, daß Streuung aufgetreten ist. Die Amplituden der Streupulse zeigen einen für Brillouin-Streuung typischen Verlauf: Bei kleinem Anstieg der Pumpleistung erhöht sich nämlich, zumindest in der Nähe des Schwellwerts (in Abb. 5.10: DSBS-Pulse 1 und 2), die Streuleistung exponentiell. Zudem treten die Pulse stets nur bei Meßschüssen mit Targetplasma und dann genau zu dem Zeitpunkt auf, der wegen der Weglängenunterschiede von Monitor- und Rückstreustrahl zu erwarten ist. Es handelt sich daher mit Sicherheit um Streuung aus dem Plasma. Abb. 5.10 zeigt auch eine typische Erscheinung, die sich bei der Bestrahlung des Plasmas mit zwei Pumpwellen und mit längeren (hier: 5 ns FWHM) Laserpulsen bemerkbar macht: Schon bei mittleren Pumpwellenleistungen steigt die Rückstreuleistung nicht mehr exponentiell an, sondern sie fällt sogar bei weiter wachsender Pumpwellenleistung ab. Ein weiteres Beispiel dafür zeigt Abb. 5.11. Dies ist keine Sättigung der Streuung. Bei Laserpulslängen über 4 ns und Einstrahlung von zwei Pumpwellen in das Wechselwirkungsvolumen bewirken schon mittlere Pumpwellenleistungen eine Aufheizung der Ionen, die sich in einem Anstieg des DSBS-Schwellwertes bemerkbar macht. Außerdem stellt sich zwischen zwei Laserpulsen (also in einer Zeitspanne von 17 ns) dann nicht mehr die Temperatur des unbestrahlten Plasmas von $k_B T = 10$ eV für Elektronen und Ionen ein. In diesem Fall findet nur der erste Einzelpuls eines Pulszuges die ungestörten Bedingungen des Targetplasmas vor. Alle weiteren Einzelpulse wechselwirken mit einem durch die vorausgegangenen Pulse vorgeheizten Plasma. Mit Rechnungen nach dem Heizmodell von Handke und Gellert wurde ermittelt, daß das Plasma unter ungünstigen Bedingungen noch eine Iontemperatur von $k_B T_i = 20$ eV hat, unmittelbar bevor der nächste Einzelpuls in das Wechselwirkungsvolumen ein-

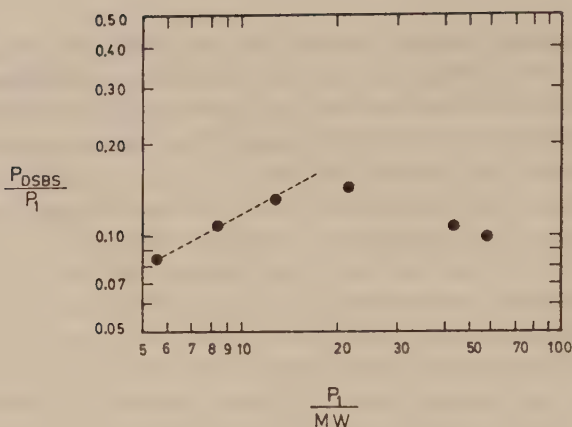


Abb. 5.11: Relative Streuung eines Pulszuges in Abhängigkeit von der Leistung der Pumpwelle 1. Deutlich ist der Einfluß der Ionenheizung zu erkennen (s. Text).

tritt. Falls die Laserpulszüge nicht sauber durchmoduliert sind und Untergrund zwischen den Einzelpulsen auftritt, verschlechtern sich die Bedingungen für DSBS und SBS noch weiter. Schließlich werden die Ionen so stark geheizt, daß die Voraussetzungen für die Gültigkeit des Heizmodells nicht mehr gegeben sind (dh: es können Ionen das Wechselwirkungsvolumen verlassen).

Für die Auswertung der DSBS-Rückstreumessungen ergeben sich daraus folgende Konsequenzen: Es dürfen nur solche Einzelpulse in die Auswertung eingehen, die

- (i) mit Sicherheit die Temperatur des Targetplasmas von $k T_e = k T_i = 10 \text{ eV}$ vorfinden und
- (ii) die möglichst kurz und nicht von Untergrundstrahlung überlagert sind, um die Ionen möglichst wenig aufzuheizen.

Bedingung (i) ist stets für den ersten Puls einer Folge von Einzelpumpimpulsen erfüllt. Für jeden weiteren Puls einer

Pulsfolge, bei dem Streuung aufgetreten ist, wurde mit umfangreichen Rechnungen nach dem Heizmodell überprüft, ob sich Elektronen- und Ionentemperatur des unbestrahlten Targetplasmas wieder eingestellt haben, bevor dieser Puls das Wechselwirkungsvolumen erreicht hat. Alle Pulse, bei denen dies nicht der Fall war, wurden nicht in die Auswertung aufgenommen. Ebenso wurden alle Pulse, deren Länge über 4 ns lag oder bei denen der Untergrund höher als 5 % der Maximalleistung war, vernachlässigt. Diese Methode senkt die Anzahl der Punkte auf der Rückstreu Kurve zwar erheblich, dafür sind diese Meßpunkte aber mit Sicherheit unter den wohldefinierten Bedingungen gewonnen worden, die in den theoretischen Betrachtungen vorausgesetzt sind.

Eine Übersicht über die relative Streuung P_{DSBS}/P_1 zeigt Abb. 5.12. Die Größe P_1 bezeichnet die Leistung einer Pumpwelle. Oberhalb von etwa 4 % Rückstreuung wurde ein Photon- Drag-Detektor eingesetzt, dessen Empfindlichkeit allerdings nicht für Untersuchungen nahe am Schwellwert ausreichte. Hierfür mußten pyroelektrische Detektoren benutzt werden, wodurch sich die Nachweisempfindlichkeit um wenigstens eine Größenordnung verbesserte. Alle benutzten Detektoren wurden mit einem Photon- Drag-Detektor als Vergleichsnorm kalibriert.

Beim Vergleich von Abb. 5.12 und Abb. 5.5 fällt auf, daß (bezogen auf die Leistung einer Pumpwelle) Rückstreuung schon bei deutlich niedrigeren Bestrahlungsstärken auftritt. Unterhalb einer Bestrahlungsstärke von $8.5 \cdot 10^{13} \text{ W/m}^2$ konnte keine Streuung mehr nachgewiesen werden. Bei SBS (1 Pumpwelle) liegt dieser Wert dagegen bei $7.0 \cdot 10^{14} \text{ W/m}^2$ (s.o.). Die Differenz von $6.15 \cdot 10^{14} \text{ W/m}^2$ liegt klar außerhalb der Fehlerbreite für die Bestimmung der Bestrahlungsstärke.

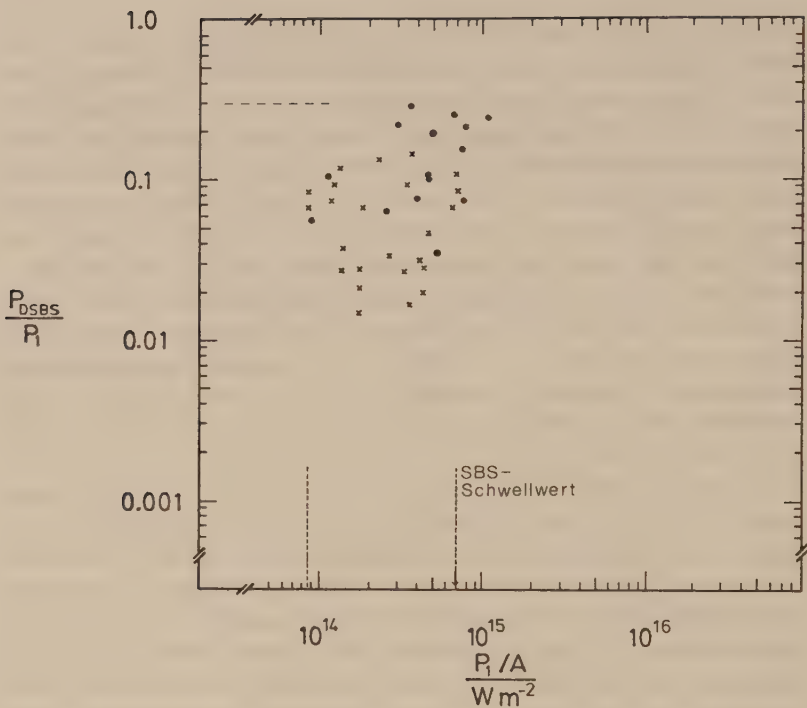


Abb. 5.12: Relative Streuung bei zwei Pumpwellen (DSBS) als Funktion der Bestrahlungsstärke eines Pumpstrahls (s. zum Vergleich mit SBS Abb. 5.5). Es sind die Schwellwertbestrahlungsstärken für SBS (rechts) und DSBS (links) markiert.

- : Photon-Drag-Detektor (PD 80)
- ×: Pyroelektrischer Detektor (AD 209)

Es zeigt sich für die DSBS eine Absenkung der Schwellwertbestrahlungsstärke auf etwa 12 % des Wertes für SBS, und dies unter sonst identischen Versuchsbedingungen:

$$P_{SW} / A(DSBS) \approx 0.12 P_{SW} / A(SBS)$$

Der Fehler bei der Bestimmung der Bestrahlungsstärke ist vor allem auf Ungenauigkeiten beim Ablesen der Oszillographen zurückzuführen. Kalibrationsfehler können nicht auftreten, weil Monitor- und Streusignal stets mit demselben Detektor aufgenommen und auf demselben Oszillographenkanal dargestellt wurden. Wenn der Fehler bei der Bestimmung der Größe der bestrahlten Fläche (s.o.) berücksichtigt wird, so liegt der Fehler bei der Bestimmung der Bestrahlungsstärke am Schwellwert bei $1.5 \cdot 10^{14} \text{ W/m}^2$. Der angegebene Fehler ist hier als ungünstigste Abschätzung und daher als obere Grenze zu verstehen.

5.3.3. Abschätzung der Anwachsrate von DSBS

Vergleicht man den zeitlichen Verlauf von Pumpuls und gestreuter Strahlung, so kann man unter Umständen Aussagen über die Anwachsrate der Instabilität machen. Die Idee dabei ist, die Zeitspanne zu bestimmen, die zwischen dem Überschreiten der Schwellwertbestrahlungsstärke und dem Einsetzen der Streuung liegt. Der Zeitpunkt, zu dem die Streuung einsetzt, kann allerdings wegen der begrenzten Empfindlichkeit der Detektoren nicht genau bestimmt werden. Es kann allenfalls der Zeitpunkt festgelegt werden, zu dem die Streuintensität gerade so weit angewachsen ist, daß sie ein eindeutig identifizierbares Detektorsignal bewirkt. Abb. 5.13 zeigt einen DSBS-Streupuls, der mit dem schnellsten zur Verfügung stehenden Nachweissystem für Einzelereignisse gewonnen wurden (Tektronix-Oszillograph 7104, y-Verstärker 7A29, Zeitbasis 7B15, Eigenanstiegszeit 300 ps). Samplingtechnik kann nicht eingesetzt werden, weil die Streupulse nicht genügend gut reproduzierbar sind. Auch eine (vorhandene) Streackkamera kann zur Beobachtung der gestreuten Strahlung derzeit noch nicht benutzt werden, da es keine Photokathoden gibt, die für eine Wellenlänge von $10.6 \mu\text{m}$

empfindlich sind. Allerdings wird es in Zukunft möglich sein, die Signale schneller CO_2 -Strahlungsdetektoren mit einer Laserdiode in Lichtsignale im sichtbaren Spektralbereich umzusetzen und mit hoher Zeitauflösung mit der Streakkamera aufzunehmen (Wes 87).

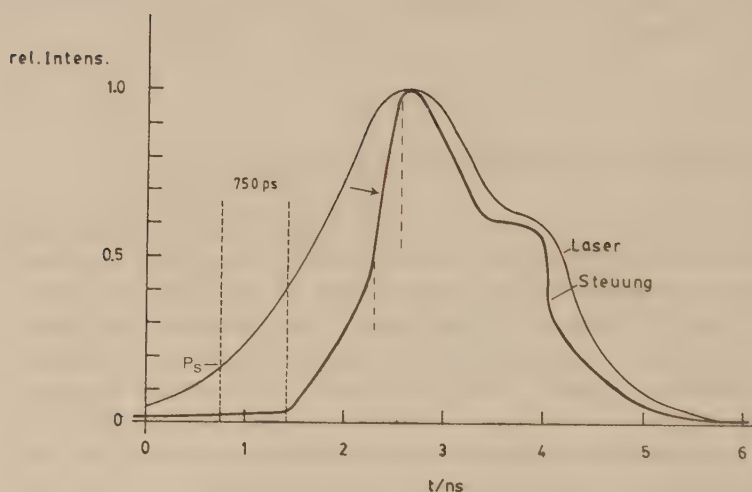


Abb. 5.13: DSBS-Rückstreupuls in Schwellwertnähe mit zugehörigem Pumpuls
(Erläuterungen im Text)

Der Streupuls in Abb. 5.13 gehört zu einem nichtgaußförmigen Pumpuls, der eine Halbwertsbreite von 3 ns hat und ebenfalls eingezeichnet ist. Beide Pulshöhen sind normiert, und ihre relative zeitliche Lage ist durch Anpassung der abfallenden

Flanken bestimmt. Hierbei wurde vorausgesetzt, daß sich Ergebnisse, die Handke (Han 82) für SBS erzielt hat, auch auf DSBS übertragen lassen. Danach setzt die Streuung zwar mit einer bestimmten Verzögerung ein, nachdem die Pumpwelle das Wechselwirkungsvolumen erreicht hat, die abfallenden Flanken von Pump- und Streupuls hingegen fallen im Rahmen der Meßgenauigkeit zusammen. Es ist der Zeitpunkt eingezeichnet, zu dem der Pumpuls die Schwellwertbestrahlungsstärke für DSBS überschritten hat. Danach dauert es noch etwa 750 ps, bis die Streuung an der Ionenschallwelle 1 % der eingestrahlten Leistung ausmacht, was gegenüber der Streuung an thermischen Dichtefluktuationen eine Verstärkung um 8 Zehnerpotenzen oder einen Faktor $\exp(18.4)$ ausmacht. Dauert dies 750 ps, so wächst die Streuleistung in 41 ps um einen Faktor e an. Das entspricht einer DSBS-Anwachsrate von $2.5 \cdot 10^{10}$ /s, die wesentlich kleiner ist als die von Handke ermittelte für SBS ($6.0 \cdot 10^{10}$ /s). Es muß allerdings berücksichtigt werden, daß die Streupulse in Schwellwertnähe sehr steile Anstiege haben, die noch unter der Auflösungsgrenze des Oszillographen liegen. Das bedeutet, daß die Pulsformen, wie sie auf dem Oszillographenschirm erscheinen, eine Faltung des Meßsignals mit der zeitlichen Auflösungscharakteristik des Oszillographen sind. Auch bei dem hier gezeigten DSBS-Streupuls wird im letzten Teil des Anstiegs die Auflösungsgrenze erreicht (in Abb. 5.13 mit einem Pfeil gekennzeichnet), der tatsächliche Anstieg ist also wahrscheinlich noch steiler.

Abb. 5.14 zeigt DSBS-Pulse, wie sie typischerweise weit über dem Schwellwert auftreten (hier bei etwa 30 % Streuung). Bezüglich Pulsform und -breite unterscheiden sie sich im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht von Rückstreupulsen herkömmlicher SBS.

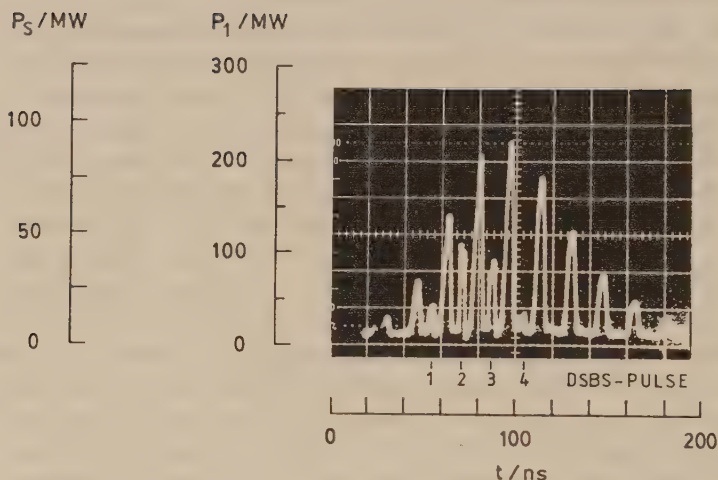


Abb. 5.14: DSBS-Streupulse bei etwa 30 % Streuung (bezogen auf die Leistung von Pumpstrahl 1)

5.3.4. Vergleich der Streuleistung beider Pumpstrahlen

Die meisten der hier vorgestellten Messungen wurden wegen der Geometrie des experimentellen Aufbaus an Streupulsen des ersten Pumpstrahls vorgenommen. Weil der Theorie zufolge beide Pumpwellen an derselben Ionenschallwelle gestreut werden, ist bei ein und demselben Pumpimpuls zu erwarten, daß

die Intensitäten der gestreuten Wellen vergleichbar sind. Es wurde untersucht, ob sich ein solches Verhalten im Experiment zeigt. Dazu wurde die Streuung beider Pumpstrahlen auf zwei (aus geometrischen Gründen) verschiedene Detektoren fokussiert. Die Detektoren wurden zuvor kalibriert, und ihre Signale wurden auf demselben Kanal eines Oszillographen dargestellt. Mit einer Verzögerungsleitung wurde dafür gesorgt, daß beide Signale zeitlich getrennt erschienen. Der Einsatz einer Verzögerungsleitung hat allerdings den Nachteil, daß das verzögerte Signal in der Amplitude geschwächt und besonders die hohen Frequenzkomponenten im Fourier-spektrum des Signals gedämpft werden. Um den Einfluß dieser Effekte beurteilen zu können, wurden Vergleichsmessungen vorgenommen, bei denen die Detektorsignale mit einem Nanosekundenpuls simuliert wurden. Es erwies sich, daß keine entscheidenden Änderungen der Amplitude zu berücksichtigen sind. Die Dämpfung höherer Frequenzanteile macht sich jedoch bemerkbar. Aus diesem Grund wurden die Messungen bei einem Rückstreuanteil von etwa 25 % durchgeführt, wo die Anstiegszeiten und Breiten der gestreuten Pulse größer als in Schwellwertnähe sind.

In Abb. 5.15 sind die Leistungsverhältnisse der beiden Stokeswellen bei zwei aufeinanderfolgenden Schüssen gezeigt. Die Verhältnisse der Maxima sind $P_1/P_2 = 0.89$ (a) bzw. 9.2 (b). Ähnliche Unterschiede wurden in einer Vielzahl von Messungen festgestellt. Nach diesen Beobachtungen sind die Leistungen der beiden Stokeswellen nicht gleich hoch. Es wurden vielmehr Leistungsverhältnisse von

$$\frac{P_{-1-1}}{P_{-11}} = 0.5 \dots 10.0$$

gemessen. Bei jeweils ein und demselben Meßschuß ist keine Korrelation zwischen den Intensitäten der gestreuten Wellen zu beobachten.

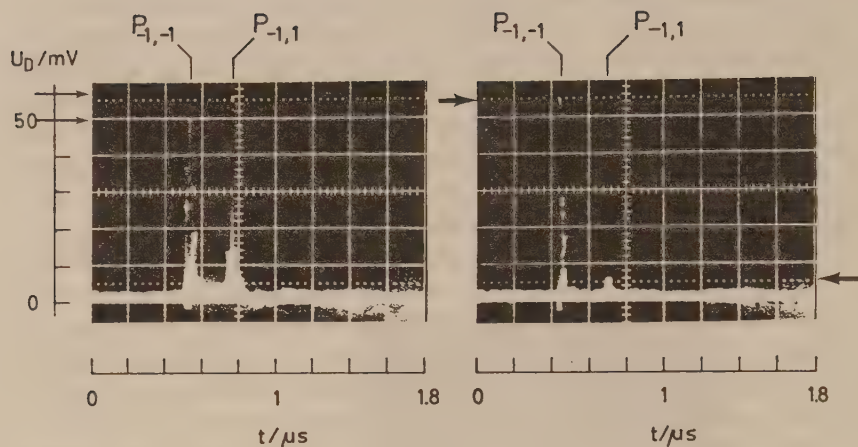


Abb. 5.15: Vergleich der Streuintensitäten aus beiden Pumpstrahlen bei ein und demselben Schuß

5.3.5 Zusammenfassung der Meßergebnisse

Zusammengefaßt lauten die Ergebnisse der Vergleichsmessungen zwischen SBS und DSBS:

- 1) Bei DSBS hat die Stokeswelle eine um den Faktor 0.74 bis 0.85 kleinere Rotverschiebung als bei SBS.
- 2) Die Schwellwertbestrahlungsstärke liegt bei DSBS bei nur 12 % des Wertes für SBS.
- 3) Die DSBS hat eine kleinere Anwachsrate als SBS.
- 4) Bei ein und demselben Meßschuß ist keine Korrelation der Amplituden der Stokeswellen $k_{-1,-1}$ und $k_{-1,1}$ zu beobachten.

6. Diskussion der Meßergebnisse

Nachdem die Meßergebnisse vorgestellt sind, wird nun auf mögliche Fehlerquellen eingegangen und untersucht, inwieweit sich die Resultate in den Rahmen der DSBS-Theorie einordnen lassen.

6.1. Rotverschiebung der Stokeswelle

Grundsätzlich können auch andere Prozesse als SBS/DSBS dazu führen, daß ein Teil der Laserstrahlung aus dem Plasma zurückgelenkt wird. Eine geometrische Reflexion im Plasma selbst setzt die Existenz einer kritischen Schicht voraus. Die Anfangsdichte des Targetplasmas liegt jedoch weit im unterkritisch dichten Bereich, und auch durch die Laserbestrahlung wird sich die Dichte nicht derartig ändern. Zudem müßte sich diese hypothetische kritische Schicht mit großer Geschwindigkeit in dieselbe Richtung wie die Pumpwelle bewegen, um die beobachtete Rotverschiebung zu bewirken. Abschätzungen zeigen, daß diese Geschwindigkeit etwa $1.8 \cdot 10^5$ m/s betragen würde, was weit über der thermischen Ionengeschwindigkeit liegt. Geometrische Reflexion an einer kritischen Schicht kann also ausgeschlossen werden. Auch Stimulierte Raman-Streuung als konkurrierender Prozeß zur SBS ist als Ursache für die beobachtete Rotverschiebung ausgeschlossen. Bei SRS ist der Frequenzunterschied zwischen eingestrahelter und rückgestreuter Strahlung gleich der Elektronen-Plasmafrequenz von $7.1 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ (die SRS liegt damit bei $\lambda \approx 17 \text{ }\mu\text{m}$). Wegen der gemessenen Frequenzdifferenz von nur 17 GHz (bzw. 12 GHz bis 13 GHz bei zwei Pumpwellen) scheidet somit auch die SRS als Ursache der Streuung aus.

Eine Frequenzverbreiterung der Stokeslinie gegenüber der P(20)-Linie zeigte sich bei allen Messungen außer in solchen Fällen, in denen der Schwellwert für Rückstreuung nur wenig überschritten wurde und die Pumpwellenleistung entsprechend niedrig war. Diese Beobachtung gilt gleichermaßen für die

Bestrahlung des Plasmas mit einer und mit zwei Pumpwellen. Die Verbreiterung ist eine Folge der Plasmaheizung während der Bestrahlung. Nach Gl. 2.67 ist die Frequenzverschiebung der Wurzel aus der gewichteten Summe von Elektronen- und Ionentemperatur proportional. Da γ_i dreimal so groß ist wie γ_e , ist die Frequenzverschiebung hauptsächlich durch die Ionentemperatur bestimmt. Während der Laserbestrahlung erhöht sich die Ionentemperatur im Wechselwirkungsvolumen, und als Folge verschiebt sich die mittlere Frequenz der gestreuten Strahlung zu längeren Wellenlängen. Diese Zunahme der Rotverschiebung hängt also ursächlich nicht mit dem SBS- oder DSBS-Prozeß selbst zusammen. Das Target der Infrarotkamera integriert über den gesamten gestreuten Pulszug und täuscht so eine verbreiterte Linie vor, die tatsächlich aus einer Reihe von Einzelpulsen mit von Puls zu Puls ansteigender Wellenlänge besteht. Besonders deutlich wird dieser Effekt bei langen (> 3.5 ns) Einzelpulsen oder bei Pulszügen mit nicht vernachlässigbarem Untergrund. In solchen Fällen stellt sich nach jedem Einzelpuls nicht wieder die Anfangstemperatur des Plasmas ein. Die Pulse treffen vielmehr in ein durch den Laser selbst vorgeheiztes Plasma (s. Abschn. 4), und die Frequenzverschiebung vergrößert sich entsprechend. Die scheinbaren Linienbreiten der rückgestreuten Strahlung erreichten auf diese Weise bei sehr langen Pulsen oder starkem Untergrund die vierfache Breite der unverschobenen P(20)-Linie (etwa 10 GHz).

Die Frequenzverschiebung kann andererseits dazu eingesetzt werden, die Summentemperatur $k T_e + 3 k T_i$ im Wechselwirkungsvolumen zu bestimmen. Hier stimmten die Beobachtungen mit den Voraussagen der Simulationsrechnungen nach dem Heizmodell von Handke und Gellert überein. Speziell die bei langen Einzelpulsen erwartete starke Ionenheizung wird auf diese Weise bestätigt. Es wird auch deutlich, warum für die Bestimmung der Frequenzverschiebung bei der DSBS kurze Pumpwellenpulse so wichtig sind: die durch lange Pulse vergrößerte Rotverschiebung wirkt der Verminderung der Rotver-

schiebung durch DSBS entgegen und kann diesen Effekt völlig neutralisieren. Der Einfluß der Ionenheizung ist bei kurzen Pumppulsen und im Schwellwertbereich am kleinsten. In diesem Fall ergibt sich für DSBS eine Frequenzverschiebung der Stokeslinie von etwa 12.4 GHz. Das sind 73 % des Wertes für SBS. Der Theorie zufolge ($\sin 45^\circ = 0.71$) sollten sich 71 % ergeben. Im Rahmen der Meßgenauigkeit stimmt die experimentell beobachtete Verringerung der Rotverschiebung mit der Voraussage der Theorie von Silin überein.

Die Tatsache, daß die gleiche Verringerung der Rotverschiebung für beide Stokeswellen beobachtet wurde, läßt nur den Schluß zu, daß die Modellvorstellungen, die im Rahmen der theoretischen Betrachtungen entwickelt wurden (s. Abschn. 2), den tatsächlichen Verhältnissen entsprechen: Bei DSBS handelt es sich um Seitwärtsstreuung beider Pumpwellen an derselben Ionenschallwelle. Offenbar wird diese Ionenschallwelle nur dann angeregt, wenn beide Pumpwellen eingestrahlt werden. Es wurde keine Seitwärtsstreuung beobachtet, wenn nur eine Pumpwelle eingestrahlt wurde.

Es kann auch erklärt werden, warum sich vor allem bei Messungen mit höheren Bestrahlungsstärken im Spektrum der gestreuten Strahlung neben der DSBS-Stokeslinie zuweilen auch ein geringer Anteil von Strahlung findet, der die SBS-typische Frequenzverschiebung von $\Delta\nu = -17$ GHz zeigt (s. Abb. 5.8). In solchen Fällen ist die Bestrahlungsstärke so hoch, daß in den Abschnitten der Pumpstrahlen, die zwar innerhalb des Targetplasmas liegen, sich aber nicht überschneiden, auch der Schwellwert für SBS überschritten wird.

6.2. Schwellwert für DSBS

Fehler bei der Bestimmung der relativen Streuung P_{DSBS}/P_1 können dann auftreten, wenn nur ein Teil der Rückstreuung den Detektor erreicht. Fehljustierungen als Ursache dafür wurden experimentell ausgeschlossen. Es ist allerdings

denkbar, daß die Stokeswelle ihrerseits als Pumpwelle für eine Streuinstabilität wirkt. Dann kann unter Umständen Mehrfachstreuung auftreten und die Messung der relativen Streuung verfälschen. Dieser Prozeß ist schon von Rizvi (Riz 83) untersucht worden und erweist sich als relativ unwahrscheinlich, zumal die Stokeswelle selbst eine Intensität haben muß, die zur Überschreitung des Schwellwerts ausreicht.

Es gibt jedoch eine andere Ursache, die zu einer Vergrößerung des Meßfehlers gerade in Schwellwertnähe führt. Dort sind nämlich, wie bereits erwähnt, die Rückstreupulse besonders kurz bei entsprechend steilen Anstiegsflanken. Pulslängen und Anstiegszeiten können nur mit einer Genauigkeit gemessen werden, die durch die Bandbreite des Nachweissystems begrenzt ist. Kürzere Pulse werden zwar auch detektiert, aber mit zu großer Breite und zu kleiner Amplitude dargestellt. Dies gilt jedoch gleichermaßen für die Streupulse bei SBS und DSBS. Daher wirkt sich in beiden Fällen der Fehler bei der Bestimmung der Schwellwertleistung, der durch die begrenzte Bandbreite des Nachweissystems zustandekommt, in gleicher Weise aus. Die beobachtete Absenkung des Schwellwerts für DSBS liegt zweifelsfrei außerhalb der Fehlergrenzen dieser Messung.

Eine Klärung der Schwellwertabsenkung folgt aus den Voraussetzungen, die in die Theorie der DSBS (s. Abschn. 2) eingehen. Es wird angenommen, daß das Plasma im Wechselwirkungsvolumen einen Dichtegradienten hat. Nur weil sich die Ionenschallwelle senkrecht zum Dichtegradienten (also in einer Fläche gleicher Dichte) ausbreitet und überdies die Projektionen der k -Vektoren der elektromagnetischen Wellen in der Richtung des Dichtegradienten gleich sind, sind die Anpassungsbedingungen im gesamten Wechselwirkungsvolumen erfüllt. Die Amplitude der Ionenschallwelle und damit auch die Streuung der Pumpwelle kann an jedem Punkt des Wechselwirkungsvolumens gleichzeitig ansteigen.

Hinsichtlich des Dichtegradienten erfüllt das Targetplasma dieses Experiments allerdings nicht die Voraussetzung der Theorie. Es ist homogen in Dichte und Temperatur und bietet daher ohnehin die Bedingungen, die die Theorie als besonders günstig für die Entwicklung von DSBS als absolute Instabilität ansieht. Bereits Gellert (Gel 83) hat am gleichen Targetplasma mit Rubinlaser-Lichtstreuuntersuchungen festgestellt, daß auch die SBS (zumindest in ihrer Endphase) absoluter Natur ist (siehe auch SFB 83). Der niedrigere Schwellwert der DSBS kann daher nicht allein auf die im gesamten Wechselwirkungsvolumen gleich günstigen Bedingungen für die Entwicklung von DSBS zurückgeführt werden. Es macht sich vielmehr bemerkbar, daß, entweder durch Reflexion der Pumpwelle an der kritischen Schicht oder durch Einstrahlung einer zweiten Pumpwelle, die Bestrahlungsstärke im Wechselwirkungsvolumen ansteigt. Dies geschieht, ohne daß sich die gemessene Bestrahlungsstärke erhöht, denn sie bezieht sich im Sinne der Theorie von Silin stets auf einen einzigen Pumpstrahl.

Berücksichtigt man die verdoppelte Bestrahlungsstärke, so erwartet man, bezogen auf die Bestrahlungsstärke eines Pumpstrahls, eine Halbierung der Schwellwertbestrahlungsstärke. Bei diesem Experiment wurde jedoch eine wesentlich größere Absenkung des Schwellwerts festgestellt.

Die Streuintensität wird sogar noch größer, wenn der Einfluß der kritischen Schicht nicht, wie in diesem Experiment, simuliert wird, sondern tatsächlich eine kritische Schicht vorhanden ist. Dann nämlich wird die Streustrahlung (k_{-11}) der (ersten und einzigen) Pumpwelle an der kritischen Schicht reflektiert und verläßt das Plasma in derselben Richtung wie die Streustrahlung (k_{-1-1}) der reflektierten Pumpwelle (k_{0-1}).

6.3. Anwachsrate für DSBS

Die Beobachtung kleinerer Anwachsrate für DSBS steht in Einklang mit Überlegungen von Drake und Mitarbeitern (DraK 74, s. Abschn. 2) für Seitwärtsstreuung. Danach nehmen die Anwachsrate mit dem Kosinus des Streuwinkels ab (zur Definition des Streuwinkels siehe Abb. 2.4, S.24). Die in dieser Arbeit festgestellte Abnahme ist größer als nach dem Kosinussatz zu erwarten. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß die zeitliche Zuordnung von Pump- und Streupuls (s. Abb. 5.13) mit einem Fehler behaftet ist, der diese Diskrepanz durchaus bewirken kann.

6.4. Korrelation der Streuintensitäten beider Pumpstrahlen

Um mögliche Fehler, die bei der gleichzeitigen Bestimmung der relativen Streuung beider Pumpstrahlen entstehen könnten, auszuschalten, wurde die Streustrahlung mit verschiedenen Detektoren untersucht. Es wurde immer wieder überprüft, daß beide Detektoren von den (fokussierten) Streustrahlen voll getroffen wurden. Um beide Signale auf demselben Oszillographenkanal darstellen zu können, mußte jeweils eines der Signale verzögert werden (s.o.). Einflüsse der Verzögerungsleitung wurden ausgeschaltet, indem abwechselnd beide Signale verzögert wurden. Trotz all dieser Bemühungen war das Meßergebnis stets das gleiche: es zeigte sich keine Korrelation zwischen den Intensitäten der gestreuten Wellen. Dieses Resultat ist überraschend, da beide Pumpstrahlen dieselbe Intensität haben und an derselben Ionenschallwelle gestreut werden. Daher ist für beide Streuwellen auch etwa die gleiche Intensität zu erwarten. Das Ergebnis dieser Messungen indes kann mit dem Modell, das für die DSBS entwickelt wurde, bislang nicht erklärt werden.

6.5. Schlußfolgerungen

Die Meßergebnisse dieser Arbeit bestätigen in wichtigen Punkten die Theorie von Silin und Mitarbeitern. Es wurde festgestellt, daß zumindest für den Einfallswinkel von 45° auf die kritische Schicht die von der Theorie vorausgesagte Verringerung der Rotverschiebung auftritt. Diese Verringerung wurde bei der Streuung beider Pumpwellen beobachtet und läßt sich damit erklären, daß beide Pumpwellen unter demselben Vorwärtswinkel an derselben Ionenschallwelle gestreut werden. Der k-Vektor liegt parallel zu der (in diesem Experiment simulierten) kritischen Schicht. Damit ist eine zentrale Aussage der Theorie bestätigt.

Die gemessene Verringerung der Anwachsrate weist ebenfalls darauf hin, daß es sich bei DSBS um Seitwärtsstreuung handelt.

Hinsichtlich der Schwellwertabsenkung muß zwischen verschiedenen Effekten unterschieden werden. Sicher wird die Entwicklung der DSBS dadurch begünstigt, daß die Anpassungsbedingungen für Frequenzen und k-Vektoren (Energie- und Impulserhaltung) im gesamten Wechselwirkungsvolumen erfüllt sind. Die Ionenschallwelle wird nicht zusätzlich dadurch gedämpft, daß sie sich in Bereiche des Wechselwirkungsvolumens ausbreitet, in denen die Anpassungsbedingungen wegen eines Dichte- oder Temperaturgradienten nicht erfüllt sind. Sie wird vielmehr überall dort, wo sich die beiden Pumpstrahlen überlagern, **erzwungen**. Eine Absenkung des Schwellwertes aufgrund der Tatsache, daß die Anpassungsbedingungen im gesamten Wechselwirkungsvolumen erfüllt sind, konnte in diesem Experiment nicht festgestellt werden, denn das Targetplasma ist ohnehin homogen in Bezug auf Dichte und Temperatur. Diese Überlegungen führen zu der Schlußfolgerung, daß die Schwellwertabsenkung zum Teil Folge der erhöhten Bestrahlungsstärke im Wechselwirkungsvolumen ist, die durch die Reflexion der Pumpwelle an der kritischen Schicht zustandekommt.

Die Frage, ob die DSBS tatsächlich, wie in der Theorie von Silin angenommen, eine absolute Instabilität ist, kann mit dem hier benutzten Versuchsaufbau nicht beantwortet werden. Grundsätzlich ist jedoch eine Klärung, etwa mit Rubinlaser-Lichtstreuung an den ionenakustischen Wellen, möglich. Mit Hilfe der vorhandenen Pikosekunden-Streakkamera könnte so die zeitliche und gleichzeitig die räumliche Entwicklung der Ionenschallwellen beobachtet werden.

7. Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es zu klären, ob sich Unterschiede in den charakteristischen Eigenschaften der Stimulierten Brillouin-Streuung ergeben, wenn statt einer **zwei** sich kreuzende Pumpwellen mit einem Plasma wechselwirken. Die Untersuchungen haben Modellcharakter für Prozesse, die sich in der unterkritisch dichten Korona eines Fusionspellets abspielen. Nach einer Theorie von Silin und Mitarbeitern können einfallender und an der kritischen Schicht reflektierter Laserstrahl über zwei Streuprozesse (Seitwärtsstreuung) **die** **selbe** Ionenschallwelle anregen. Dies ist die **Doppeltstimulierte Brillouin-Streuung**. Frequenzen und k -Vektoren der beteiligten Wellen sind durch die Erhaltungssätze von Energie und Impuls festgelegt, woraus sich für die DSBS eine gegenüber der herkömmlichen SBS **verringerte Rotverschiebung** ergibt. Darüberhinaus soll nach der Theorie im Vergleich zur SBS der Schwellwert deutlich niedriger liegen.

Die Untersuchungen dieser Arbeit wurden an dem ausgedehnten, **unterkritisch dichten** Targetplasma eines dynamischen z -Pinches vorgenommen. Die Pumpwellen lieferte ein CO_2 -Lasersystem. Der Einfluß der kritischen Schicht wurde dadurch simuliert, daß **zwei** Pumpwellen eingestrahlt wurden, die sich unter rechtem Winkel schnitten.

Das unbestrahlte Plasma war homogen bezüglich Dichte und Temperatur. Die Temperatur lag bei $k T_e = k T_i = 10 \text{ eV}$, und die Dichte betrug durchweg $n = 0.16 n_c$. Die Pumpplaserpulse bestanden aus einer Reihe von Einzelpulsen im zeitlichen Abstand von 17 ns. Es wurden große Anstrengungen unternommen, um sicherzustellen, daß alle Untersuchungen unter wohl-definierten Bedingungen durchgeführt wurden. Dazu gehörte neben sorgfältiger Justierung aller Strahlengänge, daß für jeden einzelnen Pumpuls mit umfangreichen Rechnungen nach dem Heizmodell von Handke und Gellert überprüft wurde, wie

stark das Plasma durch den Laserpuls aufgeheizt wurde und ob das Plasma bis zum nächsten Einzelpuls einer Pulsfolge seine ursprüngliche Temperatur wieder angenommen hat.

Es wurde festgestellt, daß die von der Theorie vorausgesagte Verringerung der Rotverschiebung der gestreuten Strahlung bei beiden Pumpwellen auftritt. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Lage der k-Vektoren der beteiligten Wellen tatsächlich den Annahmen der Theorie entspricht und die DSBS Seitwärtsstreuung beider Pumpwellen an derselben Ionenschallwelle ist. Im Vergleich zu SBS niedrigere Anwachsrate der DSBS deuten ebenfalls auf Seitwärtsstreuung hin. Die Tatsache, daß die für DSBS charakteristische Verminderung der Rotverschiebung stets nur bei Einstrahlung zweier Pumpwellen zu beobachten war, kann nur durch die Existenz des in der Theorie postulierten doppeltstimulierten Streuprozesses erklärt werden.

Auch eine deutliche Absenkung des Schwellwertes für DSBS gegenüber SBS wurde beobachtet. Hierbei muß allerdings darauf hingewiesen werden, daß sich der Schwellwert im Sinne der Theorie auf die Bestrahlungsstärke bezieht, die eine einzige Pumpwelle erzeugt. Aber auch bei Berücksichtigung doppelter Bestrahlungsstärke verbleibt noch eine Schwellwertabsenkung. Die in der Theorie angeführten Unterschiede zwischen konvektiver und absoluter Instabilität können dies nicht begründen, denn das Targetplasma begünstigt ohnehin die Entwicklung der SBS/DSBS als absolute Instabilität.

Bei gleichzeitiger Messung der Streuintensitäten beider Pumpwellen zeigte sich indes, daß die Intensitäten nicht korreliert sind. Dies wäre nach der Theorie eigentlich zu erwarten, weil beide Pumpwellen an derselben Ionenschallwelle gestreut werden und beide Pumpwellen vor dem Eintritt in das Wechselwirkungsvolumen gleiche Intensität haben. Diese Beobachtung konnte bisher nicht in den Rahmen der Theorie eingeordnet werden.

Literaturverzeichnis

- Ber 80 G. Bertschinger:
Messungen von VUV-Linien an einem dichten Z-Pinch-
Plasma
Dissertation, Bochum, 1980
- BerS 81 L. Bergmann und C. Schaefer:
Lehrbuch der Experimentalphysik, Band IV, 1
de Gruyter, Berlin, New York, 1981
- BolP 83 L.T. Bolotskikh, A.K. Popov:
Amplified Phase-Conjugation Reflection of $10.51 \mu\text{m}$
Radiation in Gaseous SF_6
Appl. Phys. B 31(1983)191-192
- BurB 77 N.H. Burnett, H.A. Baldis, G.D. Enright,
M.C. Richardson, P.B. Corkum:
Backscatter and beam refraction in underdense gas
breakdown with nanosecond CO_2 laser
J. Appl. Phys. 48(1977)3727
- Cap 78 F.F. Cap:
Handbook on Plasma Instabilities, Vol. 2
Academic Press, New York, 1978
- Che 84 F.F. Chen:
Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion
(second edition)
Plenum Press, New York, 1984
- DawO 63 J.M. Dawson, O. Oberman:
Effect of Ion Correlations on High-Frequency
Plasma Conductivity
Phys. Fluids 6(1963)394-397
- DraK 74 J.F. Drake, P.K. Kaw, Y.C. Lee, G. Schmidt,
C.S. Liu, M.N. Rosenbluth:
Parametric instabilities of electromagnetic waves in
plasmas
Phys. Fluids 17(1974)778-785
- FinB 78 K.H. Finken, G. Bertschinger, S. Maurmann,
H.J. Kunze:
Spectroscopic investigation of high-density plasmas
produced in a z-pinch
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 20(1978)467-476
- ForK 75a D.W. Forslund, J.M. Kindel, E.L. Lindman:
Theory of stimulated scattering processes in laser-
irradiated plasmas
Phys. Fluids 18(1975)1002-1016

- ForK 75b D.W. Forslund, J.M. Kindel, E.L. Lindman:
Plasma simulation studies of stimulated scattering
processes in laser-irradiated plasmas
Phys. Fluids 18(1975)1017-1030
- Gel 76 B. Gellert:
Pulsschneidesystem zu einem TEA-CO₂-Laser
Diplomarbeit, Bochum, 1976
- Gel 82 B. Gellert:
Untersuchung der stimulierten Brillouinstreuung
mittels Rubinlaserlichtstreuung bei
wohldefinierten Plasmabedingungen
Dissertation, Bochum, 1982
- Gel 83a B. Gellert:
Harmonic Ion Acoustic Waves in Stimulated Brillouin
Scattering
Optic Communications 46(1983)106-111
- Gel 83b B. Gellert:
Characteristic Properties of Ion Acoustic Harmonics
produced by Stimulated Brillouin Scattering
Phys. Lett. 96A(1983)16-20
- GelH 83 B. Gellert, J. Handke:
HEIZ - A program to estimate temperature modifications
in laser plasma experiments by inverse bremsstrahlung
absorption and classical heat conduction
Comp. Phys. Comm. 30(1983)169-175
- GelK 83 B. Gellert, B. Kronast:
Investigation of Stimulated Brillouin Scattering Under
Well-Defined Interaction Conditions, Part I
Appl. Phys. B 32(1983)175-186
- GelK 84 B. Gellert, B. Kronast:
Investigation of Stimulated Brillouin Scattering Under
Well-Defined Interaction Conditions, Part II
Appl. Phys. B 33(1984)29-41
- Gib 70 A.F. Gibson, M.F. Kimmit, A.C. Walker:
Photon Drag in Germanium
Appl. Phys. Lett. 17(1970)75-77
- Gil 81 R.D. Gill (ed):
Plasma Physics And Nuclear Fusion Research
Academic Press, London, 1981
- HanR 81 J. Handke, S.A.H. Rizvi, B. Kronast:
Investigation of Stimulated Brillouin Back-
scattering of Nanosecond CO₂ Laser Radiation
from an Extended Underdense Plasma
Appl. Phys. 25(1981)109-113

- Han 82 J. Handke:
Untersuchung der Stimulierten Brillouin
Rückstreuung bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung
Dissertation, Bochum, 1982
- HanR 83a J. Handke, S.A.H. Rizvi, B. Kronast:
Nonlinear Wave Process Revealed in the Spectra of
Stimulated Brillouin Scattering
Phys. Rev. Lett. 51(1983)1660-1663
- HanR 83b J. Handke, S.A.H. Rizvi, B. Kronast:
A Laser plasma interaction model for the conditions of
stimulated Brillouin scattering model experiments
Laser and Particle Beams 1(1983)271-282
- Hen 85 K. Henkel:
Bestimmung der stimulierten Raman-Rückstreuintensität
in einem homogenen Plasma großer Ausdehnung
Diplomarbeit, Bochum, 1985
- HerC 79 M.J. Herbst, C.E. Clayton, F.F. Chen:
Saturation of Brillouin Backscatter
Phys. Rev. Lett. 43(1979)1591
- Heu 83 C. Heupts:
Lichtstreuexperiment zur Bestimmung der Parameter
eines dynamischen z-Pinch
Diplomarbeit, Bochum, 1983
- Hug 80 T.P. Hughes in:
Laser-Plasma-Interactions
eds: R.A. Cairns, J.J. Anderson
SUSSP-Publication, Edinburgh, 1980
- JohD 73 T.W. Johnston, J.M. Dawson:
Correct values for high-frequency power absorption
by inverse Bremsstrahlung in plasmas
Phys. Fluids 16(1973)722-723
- KawK 76 P. Kaw, W.L. Kruer, C.S. Liu und K. Nishikawa in:
Advances in Plasma Physics, Vol. 6
eds: A. Simon, W.B. Thomson
Wiley, New York, 1976
- Kra 76 K.H. Krahn:
Parametrische Untersuchung eines TEA-CO₂-Wendellasers
Diplomarbeit, Bochum, 1976
- Kru 77 P.W. Kruse:
The Photon Detection Process
in: Optical and Infrared Detectors (ed: R.J. Keyes)
Springer, Berlin, 1977

- Kun 86 H.J. Kunze:
Physikalische Meßmethoden
Teubner, Stuttgart, 1986
- MasB 76 R.S. Massey, K. Berggren, Z.A. Pietrzyk:
Observation of Stimulated Brillouin Backscattering
from an underdense plasma
Phys. Rev. Lett. 36(1976)963
- MasP 78 R.S. Massey, Z.A. Pietrzyk, D.W. Scudder:
Observation of stimulated Brillouin Backscattering
from a magnetically confined Plasma
Phys. Fluids 21(1978)396
- Neu 80 O.R. Neufeld:
Interaction of CO₂ laser radiation with a dense
z-Pinch Plasma
J. Appl. Phys. 51(1980)237
- NgP 79 A. Ng, L. Pitt, D. Salzmann, A.A. Offenberger:
Saturation of Stimulated Brillouin Backscatter in
CO₂-Laser-Plasma Interaction
Phys. Rev. Lett. 42(1979)307
- OffC 76 A.A. Offenberger, M.R. Cervenán, A.M. Yam,
A.W. Pasternak:
Stimulated Brillouin scattering of CO₂ laser
radiation from underdense Plasma
J. Appl. Phys. 47(1976)1451
- OffN 78 A.A. Offenberger, A. Ng, M.R. Cervenán:
Evolution of Stimulated Brillouin to stimulated ion
Compton scattering in a CO₂ laser-plasma inter-
action experiment
Can. J. Phys. 56(1978)381
- PerF 71 F.W. Perkins, J. Flick:
Parametric Instabilities in Inhomogeneous Plasmas
Phys. Fluids 14(1971)2012-2018
- PhiL 77 D.W. Phillion, R.A. Lerche, V.C. Rupert, R.A. Haas,
M.J. Boyle:
Phys. Fluids 20(1977)1892
- PieC 79 Z.A. Pietrzyk, T.N. Carlstrom:
Observation of Stimulated Brillouin backscatter
saturation in an underdense plasma for long
CO₂ laserpulses
Appl. Phys. Lett. 35(1979)681
- Put 77 E.H. Putley:
Thermal Detectors
in: Optical and Infrared Detectors (ed: R.J. Keyes)
Springer, Berlin, 1977

- RaeB 81 J. Raeder, K. Borraß, R. Bünde, W. Dänner,
R. Klingelhöfer, L. Lengyel, F. Leuterer, M. Söll:
Kontrollierte Kernfusion
Teubner, Stuttgart, 1981
- Riz 83 S.A.H. Rizvi:
Untersuchung nichtlinearer Vorgänge bei der
stimulierten Brillouinstreuung in einem ausgedehnten
Plasma unterkritischer Dichte
Dissertation, Bochum, 1983
- Rom 83 F.J. Romeiras:
Integrability of Double Three-Wave Interaction
Phys. Lett. 93A(1983)227
- Sch 86 C. Schwab:
Aufbau und Anwendung eines 20 bar-CO₂-Lasers
Arbeitsbericht MPQ 112 des Max-Planck-Instituts für
Quantenoptik, München, 1986
- SFB 83 Arbeitsbericht SFB 162 fuer die Jahre 1981 bis 1983
Bochum, 1983, 133-161
- Sie 71 A.E. Siegman:
An Introduction to Lasers and Masers
McGraw-Hill, New York, 1971
- Sig 77 R. Sigel:
Experiments on Intense Laser Irradiation of Plasmas
Journal de Physique C6(1977)35-42
- Silt 82 V.P. Silin, V.T. Tikhonchuk:
Theory of nonlinear saturation of stimulated
Mandel'shtam-Brillouin scattering in plasmas (SMBS)
Sov. Phys. JETP 56(1982)765-772
- Silt 85 V.P. Silin, V.T. Tikhonchuk:
Double Stimulated Scattering and the Development of the
Theory of Parametric Instabilities in Plasmas, in:
Lecture notes of the Spring College on Plasma Physics
in Trieste (Italien), 1985, 1-25
- Silt 86 V.P. Silin, V.T. Tikhonchuk, M.V. Chegotov:
Double stimulated Mandelstam-Brillouin scattering as a
wave-front-inversion mechanism
JETP Lett. 43(1986)82-85
- Spa 76 K.H. Spatschek:
Parametrische Instabilitäten in Plasmen
SFB-Bericht 76-L1-001
- Spe 84 T. Speziale:
Stimulated Brillouin sidescattering with strong ion
wave damping
Phys. Fluids 27(1984)2583-2585

- Spi 61 L. Spitzer:
Physics of Fully Ionized Gases
Interscience Publications, New York, 1961
- TanG 80 K. Tanaka, L.M. Goldman:
Observation of Brillouin Sidescatter in Laser-Pro-
duced Plasmas
Phys. Rev. Lett. 45(1980)1558
- WalB 82 C.J. Walsh, H.A. Baldis:
Nonlinear Ion-Wave Development and Saturation of
Stimulated Brillouin Scattering
Phys. Rev. Lett. 48(1982)1483-1486
- WalM 81 C.J. Walsh, J. Meyer, B. Hilko:
Backscatter of CO₂ laser light from an overdense
z-Pinch Plasma
Appl. Phys. Lett. 38(1981)82
- Wes 87 H.J. Wesseling:
Diplomarbeit (in Vorbereitung), Bochum, 1987
- ZozS 83a A.A. Zozulya, V.P. Silin, V.T. Tikhonchuk:
Double Stimulated Scattering - a novel view on the
nonlinear parametric processes in plasma
Phys. Lett. 99A(1983)224-226
- ZozS 83b A.A. Zozulya, V.P. Silin, V.T. Tikhonchuk
Double stimulated Mandel'shtam scattering as a reason
for reflection of radiation
JETP Lett. 38(1983)52-56

Verzeichnis der Abbildungen

- 2.1: Parametrische Instabilitäten in den verschiedenen Dichtebereichen eines Plasmas
- 2.2: ω -k-Diagramm für SBS (Rückstreuung)
- 2.3: Von Forslund und Mitarbeitern (ForK 75a, S. 1013) numerisch gewonnene stationäre Lösungen des Gleichungssystems 2.50 bis 2.52
- 2.4: Kopplung der Wellenvektoren für Seitwärtsstreuung.
- 2.5: Vergleich verschiedener Experimente zum Verlauf der SBS-Rückstreuung (nach: SFB 83, S. 137)
- 2.6: Schematische Darstellung des Wechselwirkungsvolumens bei Reflexion des Pumpstrahls an der kritischen Schicht
- 2.7: Lage der Wellenvektoren bei der DSBS
- 2.8: Verlauf des normierten Streukoeffizienten $|R_{-1}|^2/r^2$ als Funktion von k (nach SilT 85)
- 3.1: z-Pinch (schematisch)
- 3.2: Der elektrische Aufbau des z-Pinches (schematisch)
- 3.3: Radiale Verteilung der Elektronendichte zum Zeitpunkt der maximalen Kompression (nach Ber 80)
- 3.4: Typisches Signal des Plasmamonitor
- 3.5: TEA-Masteroszillator
- 3.6: Elektrischer Aufbau des Q-Switch-Systems im Masteroszillator
- 3.7: Emission des Masteroszillators
- 3.8: Verstärkerstufe des CO_2 -Lasersystems
- 3.9: Der elektrische Aufbau des e-Beam-Lasers
- 3.10: Emission des CO_2 -Lasersystems (Masteroszillator und Verstärker)
- 3.11: Übersicht über den experimentellen Aufbau und die Strahlführung (vereinfacht)
- 3.12: Empfindlichkeit der benutzten Photon-Drag-Detektoren als Funktion der einfallenden Strahlungsleistung
- 4.1: Verlauf des Koeffizienten α der linearen inversen Bremsstrahlung für verschiedene Werte von n/n_c

- 4.2: Energieaustauschzeit t als Funktion der Elektronentemperatur, $\frac{q}{n} = 0.16 n_c$
- 4.3: Geometrie des Wechselwirkungsvolumens, wie sie im Heizmodell von Gellert und Handke (GelH 83) vorausgesetzt wird
- 4.4: Verlauf von Elektronen- und Ionentemperatur bei der Wechselwirkung zweier Pumpstrahlen mit dem Plasma
- 5.1: Wechselwirkungsgeometrie mit zwei Pumpstrahlen.
- 5.2: Strahlteilung mit einem runden Schneidespiegel
- 5.3: Fokussierung eines Gaußschen Strahlenbündels
- 5.4: Strahltaille bei Fokussierung des Pumpstrahls mit halbringförmigem Intensitätsprofil
- 5.5: Vergleich der gemessenen relativen Streuung P_{SBS}/P_0 als Funktion der Bestrahlungsstärke bei einer Pumpwelle mit den Ergebnissen von Handke ($n = 0.16 n_c$)
- 5.6: Kalibrierung des Infrarotpolychromators (IRSA)
- 5.7: Typisches SBS-Spektrum bei etwa 20 % Rückstreuung
- 5.8: DSBS: Fotografie des IRSA-Monitors
- 5.9: Typisches Streuspektrum bei DSBS
- 5.10: Typisches DSBS-Signal am Rückstreudetektor
- 5.11: Relative Streuung eines Pulszuges in Abhängigkeit von der Leistung der Pumpwelle 1
- 5.12: Relative Streuung bei zwei Pumpwellen (DSBS) als Funktion der Bestrahlungsstärke eines Pumpstrahls
- 5.13: DSBS-Rückstreupuls in Schwellwertnähe mit zugehörigem Pumppuls
- 5.14: DSBS-Streupulse bei etwa 30 % Streuung (bezogen auf die Leistung von Pumpstrahl 1)
- 5.15: Vergleich der Streuintensitäten aus beiden Pumpstrahlen bei ein und demselben Schuß

Verzeichnis der Symbole

$\underline{A}$	Vektorpotential
A	Vom Laser im Plasma bestrahlte Fläche
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ($2.9979 \cdot 10^8$ m/s)
$\underline{E}$	Elektrische Feldstärke
e	Elementarladung ($1.602 \cdot 10^{-19}$ As)
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante ($8.854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm)
f	Brennweite
Γ, γ	Dämpfungsraten
h	Wirkungsquantum ($6.626 \cdot 10^{-34}$ Ws ²)
k_B	Boltzmann-Konstante ($1.381 \cdot 10^{-23}$ J/K)
k_0, ω_0	Wellenvektor und Kreisfrequenz der Pumpwelle
k_s, ω_s	Wellenvektor und Kreisfrequenz der ionenakustischen Welle
k, ω	Wellenvektor der Stokeswelle
$\ln \Lambda_c$	Coulomblogarithmus
λ	Wellenlänge
m_e	Elektronenmasse
m_i	Protonenmasse (= $1836 m_e$)
v_e	Thermische Geschwindigkeit der Elektronen
v_q	Quivergeschwindigkeit der Elektronen
v_i	Thermische Geschwindigkeit der Ionen
α	Absorptionskoeffizient für inverse Bremsstrahlung
η	Feldstärkeparameter
n_c	Kritische Dichte ($= 10^{25}$ /m ³ für $\lambda = 10.6$ μ m)
n_e	Elektronendichte
n_0	Verhältnis von Elektronendichte zur kritischen Dichte ($n_0 = n_e / n_c$)
ν_{ei}	Frequenz der Elektronen-Ionen-Stöße
$T_{e,i}$	Elektronen-, Ionentemperatur
$\omega_{pe,pi}$	Plasmafrequenz der Elektronen, Ionen
P_0	Pumpwellenleistung (bei SBS)
$P_{1,2}$	Pumpwellenleistung (bei <u>DS</u> Bs)
w_0	Durchmesser der Strahltaile

Anhang

Masteroszillator

Gepumptes Gasvolumen: 1.75 m Länge
0.05 m Durchmesser
Ganghöhe einer Widerstandshelix: 0.10 m
(30 Widerstände/Windung)
Resonatorlänge: 2.53 m
Typische Ladespannung: 38 kV

CdTe-Kristall: Hersteller: II-VI Inc. (USA)

Modell: 78-I

Abmessungen: Länge $l = 31$ mm

Breite $b = 10$ mm

Höhe $h = 10$ mm

Stirnflächen AR-beschichtet für $\lambda = 10.6$ μm

Testdaten des Herstellers:

Halbwellenspannung $V(\lambda/2) = 16.7$ kV

Viertelwellenspannung $V(\lambda/4) = 8.35$ kV

Absorptionskoeffizient $\alpha \leq 0.002$ cm^{-1}

Elektrischer Widerstand bei einem statischen Feld von
2000 V/cm: $R = 31$ $\text{M}\Omega$

Kontrastverhältnis: 100:1

Belastbarkeit bei einer Pulsdauer von 200 ns: 1 MW/cm^2 (max.)

Schwingungsfrequenz der Kabelschaltung: 30 MHz

1/e-Abfall der Kabelschwingung: 900 ns

Gasdurchfluß: 0.07 m^3/h

Typische Leistung eines Einzelpulses

bei Q-Switch-Betrieb: 120 kW

Strahldivergenz (TEM_{00q}): 1 mrad

CO₂-Verstärkerstufe

Resonatorlänge:	2.53 m
Strahldurchmesser (Ring) innen	0.05 m
außen	0.10 m
Strahldivergenz:	1 mrad
Typische Ladespannung:	51 kV
Typische Sustainerspannung:	56 kV
Gasmischung:	30 % CO ₂ / 70 % He
Maximal erreichbare Leistung im	
Injection-Modelocking-Betrieb:	> 3 GW

Oszillograph Tektronix 7104

Anstiegszeit: 300 ps
y-Verstärker: 7A29
Zeitbasis: 7B15

Oszillograph Philips PM 3266 (Pinch- und Zeitmonitor)

Anstiegszeit: 3.5 ns

CO₂-Spektralanalysator (IRSA)

Blazewellenlänge in 1. Ordnung: 8 µm
Öffnungsverhältnis 1:12
Pyricon: Thomson-CSF
Maximale Empfindlichkeit zwischen 8 µm und 14 µm

AD 209: Pyroelektrischer Detektor für die Rückstreusignale

Typenbezeichnung:	S-209 Two Segment Detector
Hersteller:	Advanced Devices, USA
Fläche:	3.0 mm × 3.0 mm
Beschädigungsgrenze ($\lambda = 10 \mu\text{m}$, $\tau = 1 \text{ ns}$):	20 mJ/cm ²
Maximale Signalspannung (50 Ω):	7 V
Empfindlichkeit bei 10 μm :	4 V/MW an 50 Ω (0.08 $\mu\text{A/W}$)
Spektralbereich:	0.1 μm - 1000 μm (transparent zwischen 0.4 μm und 9.0 μm)

PD 80 und PD 200: Photon-Drag-Detektoren

Hersteller: Rofin-Sinar

	PD 80	PD 200
Herstellerbezeichnung	7455	7410
Abschluss	7400 (50 Ω)	7400 (50 Ω)
Belastbarkeit/MW *	100	8
Absorption (in %)	100	100

* bei homogener Energieverteilung von 50 MW/cm² und
sauberen Detektorflächen

Daten des optischen Aufbaus

Linse	Material	f / m	
L1	NaCl	0.05	Schutzoptik
L2	NaCl	0.05	Schutzoptik
L3	Ge	0.03	
L4-L7	KCl	1.50	
L8-L11	NaCl	0.70	Fokuss. auf Detektoren
L12	NaCl	1.50	IRSA

Diese Arbeit wurde mit Unterstützung durch den Sonderforschungsbereich 162 "Plasmaphysik Bochum/Jülich" am Lehrstuhl V des Instituts für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. B. Kronast, der mir diese Arbeit ermöglicht hat und durch zahlreiche Ratschläge und Diskussionen zur Klärung wichtiger Probleme beigetragen hat.

Bei Herrn H.J. Wesseling bedanke ich mich für die Hilfe beim Aufbau des CO_2 -Masteroszillators.

Schließlich danke ich den Technikern des Lehrstuhls V und den Mitarbeitern der Feinmechanischen Werkstatt, die bei der Instandhaltung des umfangreichen experimentellen Aufbaus geholfen haben.

Lebenslauf

Hans-Rüdiger Müller

geb. am 26.02.1957 in Dortmund

1963 - 1966	Volksschule in Dortmund
1966 - 1975	Städtisches altsprachliches Gymnasium Dortmund
1975	Beginn des Studiums der Physik an der Ruhr-Universität Bochum
1982	Diplomprüfung in Physik,
seit 1983	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl V des Instituts für Experimentalphysik an der Ruhr-Universität in Bochum

Bochum, Januar 1987

